N° d'ordre 446 Année 1971

THÈSE

présentée à l'Université Paul Sabatier de Toulouse

en vue de l'obtention

du Grade de Docteur ès-Sciences Physiques

par

Jacques HABIB
Licencié ès-Sciences

L'écoulement de filtration de l'eau pure à travers les argiles et la loi de Darcy

Soutenue le 21 juin 1971 devant la Commission d'Examen

MM. ESCANDE Président

CAPDECOMME
NOUGARO
SANTON
THIRRIOT
} Examinateurs

N° d'ordre 446 Année 1971

THÈSE

présentée à l'Université Paul Sabatier de Toulouse

en vue de l'obtention

du Grade de Docteur ès-Sciences Physiques

par

Jacques HABIB

Licencié ès-Sciences

L'écoulement de filtration de l'eau pure à travers les argiles et la loi de Darcy

Soutenue le 21 juin 1971 devant la Commission d'Examen

MM. ESCANDE — Président

CAPDECOMME
NOUGARO
SANTON
THIRRIOT — Examinateurs

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543907_0029

UNIVERSITE PAUL SABATIER

TOULOUSE

DIRECTION DE L'UNIVERSITE

M. LARENG, Président
M. MATHIS, 1er Vice-Président
M. MARTIN, 2ème Vice-Président
M. MOUNIQ, 3ème Vice-Président

H O N O R A R I A T

M. BLAIZOT..... Doyen honoraire
M. CAPDECOMME..... Doyen honoraire, Recteur honoraire, Professeur honoraire
M. DELTHEIL..... Recteur honoraire, Doyen honoraire, Professeur honoraire
M. DUPOUY..... Membre de l'Institut, Doyen honoraire, Directeur Général honoraire du C.N.R.S
M. DURAND..... Doyen honoraire
M. FOUCHE..... Professeur honoraire
M. GAUSSENS..... Professeur honoraire, Correspondant de l'Institut
M. JACQUES..... Professeur honoraire
M. MIGNONAC..... Professeur honoraire
M. MORQUER..... Professeur honoraire, correspondant de l'Institut
M. SECONDAT..... Professeur honoraire
M. VANDEL..... Professeur honoraire, Membre de l'Institut
M. TEISSIE-SOLIER... Professeur honoraire

P R O F E S S E U R S

M. ESCANDE..... Mécanique des Fluides, Membre de l'Institut
M. CASTERAS..... Géologie, correspondant de l'Institut
M. BEDOS..... Chimie
M. CAPDECOMME..... Minéralogie
M. DUPIN..... Radioélectricité

M. NOUVEL..... Biologie Générale
M. GALLAIS..... Chimie, correspondant de l'Institut
M. DURAND..... Physique
M. FERT..... Physique
M. DIEHL..... Agronomie
M. LESBRE..... Chimie Organique
M. BRUNEL..... Physiologie Végétale
M. HURON..... Mathématiques Appliquées
M. MARGULIS..... Pédologie
M. TRICHE..... Chimie Analytique et Spectrographie
M. LEDOUX..... Zoologie appliquée
M. RIVALS..... Agriculture
M. PERRIER..... Physique
M. MATHIS..... Chimie
M. ORLIAC..... Géochimie et Minéralogie
M. LAFOURCADE..... Physique
M. ANGELIER..... Zoologie
Melle DE FERRE..... Botanique
M. FARRAN..... Minéralogie et Géothechnique
M. LAUDET..... Physique théorique et calcul numérique
M. SERFATY..... Biologie animale
M. NOUGARO..... Hydraulique générale et appliquée
M. LAGASSE..... Electrotechnique
M. GARDY..... Génie Chimique
M. BLANC..... Physique nucléaire
M. BIREBENT..... Electronique appliquée
M. VOIGT..... Chimie minérale
M. LEREDDE..... Botanique
M. LELUBRE..... Géologie
M. TROCHAIN..... Botanique
M. MASDUPY..... Chimie
M. LALAGUE..... Mathématiques générales
M. DESSENS..... Physique du globe, correspondant de l'Institut
M. BOUIGUE..... Astronomie
M. COUCHET..... Physique
M. LEJEUNE..... Chimie
M. LASCOMBES..... Botanique
M. ASSELINEAU..... Chimie biologique
M. MAURET..... Chimie systématique
M. AGID..... Physiologie
M. MONTANT..... Cryptogamie
M. GAUTIER..... Physique
M. CRUMEYROLLE..... Mathématiques
M. GOURINARD..... Géologie
M. PULOU..... Minéralogie
M. CAMBOU..... Physique spatiale
M. MIQUEL..... Chimie
M. LACOSTE..... Electrotechnique

M. THIBAULT..... Mécanique Rationnelle et appliquée
M. MONTEL..... CHimie Physique et Electrochimie
M. MACCART..... Mathématiques
M. MEDIONI..... Psychophysiologie
M. THIRRIOT..... Hydrodynamique ENSEEIHT
M. BRENON..... Géologie
M. LAFON..... Calcul différentiel et intégral
M. RAYNAUD P..... Physiologie animale
M. ZALTA..... Chimie biologique
M. SEVELY..... Electrotechnique
M. POMMIEZ..... Mathématiques
M. REY..... Biologie végétale
M. COULOMB..... Physique
M. TRINQUIER..... Physique
M. MARONI..... Chimie
M. BEETSCHEN..... Biologie Générale
M. GRUAT..... Mécanique des Fluides (Hydraulique)
M. DERACHE..... Physiologie animale

P R O F E S S E U R S A S S O C I E S

M. MANSOUR
M. SAKUMA

P R O F E S S E U R S S A N S C H A I R E

M. HAMANT..... Botanique
Me BRUNEL..... Physiologie végétale
Melle BERDUCOU..... Physiologie végétale
M. PICCA..... Physique
M. MERIC..... Mathématiques appliquées
Me LECAL..... Zoologie
M. BUGAREL..... Génie Chimique
M. MIROUSE..... Géologie
M. PILOD..... Physique
M. LARROQUE..... Physique
M. BARRANS..... Chimie
Me LAFON..... Mathématiques
Melle LAPEYRE..... Mathématiques (Informatique)
M. DAT..... Mécanique des fluides
M. JEANNIN..... Chimie Minérale
M. BERTRAND..... Chimie

M. SATGE..... Chimie Organique
M. DESQ..... Mathématiques
M. MAHENC..... Chimie
M. LATTES..... Chimie
M. ROCARD..... Electronique
M. DEGEILH..... Physique
M. FALLOT..... Biologie végétale, (viticulture et arboriculture)
M. POILBLANC..... Chimie
M. TOUZE..... Physiologie végétale
M. FRASNAY..... Mathématiques
M. CASSAGNAU..... Zoologie
M. GUERIN..... Mathématiques

MAITRES DE CONFERENCES

M. BLANCHARD..... Mathématiques
M. HOFFMANN..... Electronique
M. BITSCH..... Zoologie
M. FONTAN..... Physique Nucléaire
M. PESCIA..... Physique
M. SICARD..... Biologie génétique
M. CAUSSINUS..... Mathématiques appliquées
M. DE LOTH..... Chimie Physique
M. MARTY..... Physique Industrielle
M. BAUDRAS..... Chimie Biologique
M. DURAND P..... Physique
M. LEFEUVRE..... Electronique ENSEEIHT
M. SOUQUET..... Géologie
M. SAPORTE..... Physique
M. ATTEIA..... Mathématiques
M. ENJALBERT..... Chimie
M. IMBERT..... Psychophysiologie
M. SCHNEIDER..... Biologie cellulaire
M. ANGELINO..... Génie chimique
M. DABOSI..... ENSC
M. ETTINGER..... Mathématiques
M. CALVET..... Mécanique des fluides (ENSEEIHT)
M. PAGANI..... Physique
M. CUPPENS..... Mathématiques
M. MATHIEU..... Chimie analytique
M. TRANNOY..... Physique (ENSEEIHT)
M. CASTAGNETTO..... Mathématiques (ENSEEIHT)
M. GILOT..... Génie Chimique (Institut de génie chimique)

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

M. PUN
M. PARKS

CHARGE D'ENSEIGNEMENT

M. BEAUFILS..... Informatique
M. DARROZES..... Mécanique
M. OLIVIER..... Mathématiques
Melle BARBANCE..... Mathématiques

Personnel de la Faculté affecté à l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse

---

PROFESSEURS

M. ROQUES..... Chimie Industrielle
M. GRATELOUP..... Génie Electrique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

M. CASSIGNOL..... Génie Electrique
M. COLLETTE..... Physique

MAITRES DE CONFERENCES

M. FAGET..... Physique
M. TRUCHASSON..... Mécanique
M. SCHUTTLER..... Physique
M. MIRA..... Génie Electrique
M. LETURCQ..... Génie Electrique
M. SIRIEYS..... Génie Civil
M. DURAND G..... Chimie
M. CARRARA..... Physique

CHARGE D'ENSEIGNEMENT

M. VERDIER..... Chimie

Personnel affecté à l'Institut Universitaire de Technologie de Toulouse

---

MAITRES DE CONFERENCES

M. MARTIN..... Génie Electrique
M. THENOZ..... Minéralogie
M. PERENNOU..... Informatique

CHARGE D'ENSEIGNEMENT

M. REY..... Génie Electrique

ADMINISTRATION

M. PRINEAU..... Conseiller Administratif des services Universitaires

A ma femme

AVANT PROPOS

Si ce travail a pu prendre corps malgré les multiples obstacles que représentent le choix d'un sujet assez insolite, l'éloignement géographique et, il faut le dire, l'âge de l'auteur, c'est à quelques personnes que nous le devons.

Qu'il nous soit permis de remercier tout d'abord Monsieur le Professeur ESCANDE, Membre de l'Institut, Président de l'Institut National Polytechnique de Toulouse. C'est grâce à lui que nous avons pu travailler dans les laboratoires de l'ENSEEIHT qu'il dirigeait alors, et qui nous fait aujourd'hui l'honneur de présider notre Jury.

Monsieur le Professeur CAPDECOMME, Doyen Honoraire, a bien voulu, en participant à la commission d'examen, lui apporter ses lumières, notamment en ce qui concerne le matériau très particulier qu'est l'argile. Qu'il trouve ici nos remerciements.

Notre gratitude est grande envers Monsieur le Professeur NOUGARO, Lauréat de l'Institut, Directeur de l'ENSEEIHT qui, nous ayant accueilli à l'Ecole, nous a permis de poursuivre nos travaux, et dont la sympathie ne nous a jamais fait défaut.

Nous savons gré également à Monsieur le Professeur SANTON, directeur de l'ENSH de Grenoble, d'avoir bien voulu accepter au prix d'un long voyage et malgré ses multiples charges, de faire partie de notre Jury.

Si grande que soit notre reconnaissance envers les hautes personnalités qui ont accepté de siéger à la commission d'examen, nous devons exprimer particulièrement notre sentiment de profonde gratitude envers Monsieur le Professeur THIRRIOT, Lauréat de l'Institut, qui a bien voulu se charger de la délicate mission de diriger ce travail. Nous avons trouvé auprès de lui ce contact humain, cette chaleur qui font s'effacer les murailles ; en ce même temps qu'une compréhension subtile, une direction à la fois ferme et amicale, et un appui constant. Ses conseils, toujours avisés, ont largement

contribué à l'approfondissement de nos connaissances. Malgré ses lourdes charges d'enseignement et de recherche, il a pris sur le peu de loisirs qui lui reste, le temps de contrôler notre travail avec minutie. Nous lui devons beaucoup.

Nous n'aurons garde d'oublier de remercier ici Monsieur le Professeur HUGUES, qui nous a initié à la recherche et permis d'obtenir dans les Laboratoires de l'Ecole les premiers résultats.

Les plus récents de ces travaux ont été menés dans les Laboratoires de l'ENSEEIHT, où "l'équipe d'Infiltration" nous a accueilli fort cordialement, et où l'assistance de Monsieur ESTEBAN nous a été particulièrement précieuse, tant lors des essais que pour les travaux annexes dont il a eu la charge entière. Nous l'en remercions ainsi que tous ses collègues.

Les mesures faites parallèlement dans les laboratoires de l'ENSAR avec l'aide efficace et constante de Monsieur HELLEUX ont apporté leurs utiles renseignements. Nous lui en sommes sincèrement reconnaissant.

Nous remercions également Mesdames MATHIEU et TISON qui se sont partagé la charge de la mise en page de ce travail dans des conditions particulièrement difficiles.

Les clichés au microscope électronique sont de Madame ESTEOULE-CHOUX, de Rennes. Les mesures de surface spécifique ont été faites dans le laboratoire de Monsieur le Professeur FRIPIAT, à Louvain. Nous les remercions ainsi que les membres du personnel enseignant et administratif de l'ENSAR pour l'aide apportée.

TABLE DES MATIERES

I. INTRODUCTION

I.1. Motivation 1
I.2. Objet de l'étude 5
I.3. Bases hydrodynamiques de l'étude 6

a. Equations du problème 8
b. Formule de Poiseuille 10
c. Loi de Darcy 14
d. Cas des fluides non newtoniens 20

I.4. Analyse dimensionnelle 23

II. INTERACTION EAU-ARGILE

II.1. Les argiles 31

a. Les colloïdes 32
b. Notions de minéralogie des argiles 33

II.2. L'eau 37
II.3. Interaction argile-eau 39
II.4. L'eau et le sol 44

III. ETUDE DES TRAVAUX ANTERIEURS 47

III.1. Paramètres concernant le liquide 49
III.2. Paramètres caractérisant le milieu poreux 52

a. Forme des grains 53
b. Courbe granulométrique 54
c. Porosité géométrique 57
d. Surface spécifique 60
e. Diamètre caractéristique géométrique 62
f. Porosité cinématique ou utile 66
g. L'orientation des particules 70
h. Le temps 72

III.3. Paramètres introduits par l'hydraulique 77

a. Définition des diamètres équivalents 78
b. La tortuosité 86

III.4.Contestation de la loi de Darcy 87

a. Validité de la loi de Darcy 89
b. Existence d'un seuil 93
c. Eau considérée comme liquide anormal 96
d. Introduction des actions de contact aux parois 98

IV. ETUDE EXPERIMENTALE

IV.1. Généralités

a. Programme d'expérimentation 101
b. Le matériel expérimental 102
c. Les conditions expérimentales 105
d. La mesure du déplacement des ménisques 107

IV.2. Les appareils et leur utilisation

a. L'oedomètre 109
b. Préparation de l'éprouvette 112
c. Mesure des variables hydrauliques 115
d. Influence des contacts dans les tubes 123

IV.3. Mode opératoire et précisions des résultats 127

a. Précision des résultats 131
b. Choix du diamètre des tubes 136

IV.4. Résultats expérimentaux

a. Influence du temps 136
b. Influence de la température 141
c. Influence du gradient hydraulique 143
d. Variation de la perméabilité avec la porosité 149
e. Influence de la pression porteuse 161

IV.5. Etude du kaolin passé au four 163

IV.6. Essais sur la Montmorillonite 170

V. INTERPRETATION DES RESULTATS SUR LE KAOLI

V.1. Confrontation des théories et des résultats 177

a. Validité de la loi de Darcy 177
b. Ecoulement d'un fluide anormal 183
c. Formules empiriques 185

V.2. Essai d'interprétation globale 187

a. Détermination des facteurs A et a 189
b. Etude du facteur de rétention 191
c. Expression du facteur de rétention 196
d. Formules donnant la perméabilité géométrique 200
e. Valeur de la méthode utilisée 205
f. Généralisation de la formule 207

V.3. Confrontation des résultats expérimentaux avec la formule 208

V.4. Interprétation physique de la formule proposée 214

V.5. Conclusion 218

VI. ETUDE DES MILIEUX HETEROGENES ARGILEUX 221

VI.1. Etat actuel des connaissances 222
VI.2. Processus expérimental 224
VI.3. Géométrie de l'échantillon 225
VI.4. Etude des mélanges de billes de verre et de Kaolin 231
VI.5. Etude des mélanges de kaolin mort et vif 235
VI.6. Conclusions 242

VII. ESSAIS AVEC AIR PIEGE

VII.1. Présentation schématique du problème 245
VII.2. Procédé expérimental 251
VII.3. Résultats expérimentaux

a. Détermination de la teneur en air 255
b. Essais de perméabilité 258

VII.4. Examen des résultats 261
VII.5. Conclusions 271

VIII. SYNTHESE DES RESULTATS OBTENUS 273

VIII.1. Point sur l'état actuel des travaux 275
VIII.2. Conséquences 278
VIII.3. Prospective 281

BIBLIOGRAPHIE 284

I

INTRODUCTION

I. 1. MOTIVATION

Plus d'un siècle après l'établissement par DARCY de sa formule fondamentale, on pourrait croire que le problème de l'écoulement de l'eau dans les sols ne devrait plus présenter d'obscurité. Les chercheurs ont simultanément ou successivement étudié l'influence des divers paramètres, et, s'il existe encore des divergences, on pourrait logiquement penser qu'il ne s'agit que de nuances dans l'interprétation du phénomène physique mais non point de doutes sur sa réalité.

Il est cependant une controverse qui est toujours d'actualité : elle concerne le point très précis de l'écoulement de l'eau à travers les argiles. La plupart des expérimentateurs ont travaillé sur des milieux à grains assez gros. Il est aisé de comprendre pourquoi : on peut éliminer un grand nombre de facteurs fort gênants en expérimentant par exemple avec des billes de verre faciles à calibrer et que l'on peut doser à volonté dans un mélange. On connaît ainsi très bien les paramètres, on peut visualiser l'écoulement, en changer aisément l'échelle et surtout abréger la durée des mesures.

De cette manière, on a pu obtenir des résultats très importants : par exemple, montrer que dans certaines conditions, correspondant à des nombres de Reynolds assez grands, la loi de Darcy n'a pas une validité absolue, et, comme on le verra plus loin, déterminer les raisons possibles

des écarts unanimement constatés.

Par contre, avec des grains de faible diamètre et par conséquent pour les faibles vitesses et les petits nombres de Reynolds, le problème est différent. S'il est possible de fabriquer artificiellement, par broyage, des "poussières" de verre ou de roche, de très petites dimensions, on ne trouve plus, en fait, dans les sols naturels de grains de silice ou de calcaire qui seraient le résultat d'érosion, de déplacements éoliens, de dépôts lacustres ou maritimes. Au-dessous d'un diamètre fixé assez arbitrairement à 2 µ, il n'existe pratiquement que des silicates d'alumine, et on donne le nom d'argile à la partie du sol préalablement dispersé qui se classe au dessous de cette limite. Dès lors, en même temps que la composition chimique tout change à la fois : les grains, jusqu'alors à peu près sphériques, deviennent des plaquettes agglomérées entre elles et de nouvelles propriétés électriques apparaissent. Celles-ci peuvent modifier l'écoulement des liquides polaires, rendre aléatoire une étude par extrapolation pure et simple des résultats obtenus sur le sable ou le verre, ainsi que les calculs théoriques basés sur la simple géométrie des particules. On pourrait à la rigueur négliger cette étude expérimentale si l'importance de l'argile était faible. C'est au contraire un élément majeur , sinon en volume, du moins par son action sur les sols. Du point de vue agronomique, un sol est dit argileux s'il comporte plus de 25% en volume d'argile. A partir de 20% le mot argile entre dans sa définition : il est argilo-limoneux ou argilo-sableux, et ce sont les propriétés de l'argile qui l'emportent sur celles du support-squelette sableux pratiquement inerte, et n'intervenant que pour empêcher ou ralentir, dans des conditions défavorables, l'effondrement de la structure du sol, ce qui n'est quand même pas négligeable.

Sous réserve d'une vérification expérimentale, il est d'ailleurs intéressant de rapprocher ces pourcentages d'un essai de quantification de la teneur en argile suffisante pour imposer ses propriétés à un sol par une estimation théorique.

par une estimation théorique.

Supposons, pour simplifier à l'extrême le raisonnement, un sol composé de sphères de verre de même diamètre. La porosité d'un tel milieu a été calculée ; elle est de 48% si les centres sont placés sur les sommets de cubes jointifs, plus grande s'il y a des lacunes qui peuvent exister sans compromettre la stabilité par effet de voûte ; elle tombe à la valeur minimale de 26% lorsque l'arrangement est rhomboédrique - nous écartons naturellement le cas de fissures et celui d'une microperméabilité des billes - Si on ajoute de l'argile, on obtient un "sol" qui, soumis aux pressions extérieures et à l'entraînement dû à la circulation de l'eau, verra une redistribution de ses composants ainsi "lubrifiés", de sorte que l'argile chassée des points de contact viendra remplir les vides. En fait, un arcboutement des billes de verre peut réserver dans le milieu des vides qui peuvent augmenter notablement la porosité.

Ecartons cette éventualité et prenons une valeur moyenne de 36% pour la porosité définie ici comme le rapport du volume des vides au volume total occupé par le milieu poreux. La porosité propre moyenne de l'argile en masse homogène est de 44%, soit 16% du total. L'argile occupe donc 20% du volume de l'éprouvette, quantité suffisante pour combler les vides du milieu avec un squelette à peu près incompressible. Il s'agirait là presque d'une proportion d'argile limite, correspondant à un état de compression assez poussé, qui donnerait un comportement argileux au filtre. Pour les valeurs supérieures, les particules solides ne se toucheront plus et le milieu sera plus plastique.

Nous nous sommes placés dans le cas le plus défavorable, avec une granulométrie uniforme. Dans les sols, elle est généralement continue, et une proportion moindre peut assurer un comportement argileux avec une perméabilité réelle inférieure même à celle de l'argile liant, puisque la porosité totale est diminuée.

Son rôle direct sur la perméabilité, ses caractéristiques de retrait à la sécheresse et de gonflement aux premières pluies (si importantes dans les problèmes de génie civil), sa capacité d'adsorption de l'eau et son comportement vis à vis des sels dissous (essentiels dans l'agriculture), font qu'on ne doit pas sous estimer l'importance de l'argile dans les sols. Pourquoi donc cet élément primordial n'a-t-il pas été étudié plus tôt ? Il y a plusieurs raisons à cela, semble-t-il.

D'abord la réputation d'imperméabilité de l'argile est déjà assez rebutante : les mesures sont longues, et par conséquent, il faudra maintenir constants pendant un temps long tous les paramètres ou se contenter d'une très faible précision. Or, pendant la durée de la mesure, l'argile gonfle ou se consolide, l'eau échange ses sels au passage ou emporte ceux du milieu, la température varie, et avec elle la viscosité du liquide et son volume : le débit réel est difficile à connaître. Il faudra donc un appareillage bien plus précis que ne l'exige d'ordinaire l'expérimentation hydraulique.

La seconde raison vient peut être de ce que les premiers essais à une exception près, ont montré que la loi de Darcy paraît correcte. Les mesures de perméabilité faites chaque jour, tant pour les travaux publics que pour l'agriculture, et fondées sur cette formule, ne montrent pas d'écarts anormaux : s'il en est, on les met facilement au compte de la précision des mesures, car, en fait, on se contente souvent d'un ordre de grandeur pour la perméabilité. En effet, il est rare de trouver des laboratoires des sols réellement isothermes, alors qu'un écart de 10°C fait varier la perméabilité apparente de 30%, du seul fait de la variation de la viscosité de l'eau, et bien plus si l'échantillon contient encore de l'air !

Enfin, la perméabilité des argiles pures est tellement faible qu'on la considère dans la plupart des applications comme tout simplement imperméable ; c'est ce que font généralement les géologues et, à une échelle de temps assez courte, ils n'ont pas tellement tort.

I. 2. OBJET DE L'ETUDE

Au début, vers 1950, il s'agissait pour nous d'étendre l'étude systématique faite sur les sables aux argiles, puisqu'on n'en trouvait pas facilement trace dans la bibliographie. Mais ce n'est que plus tard - les études sur les actions de contact argile-eau, et les divergences entre les expérimentateurs ayant remis le sujet à l'actualité - que nous avons repris le problème en étudiant surtout le cas des faibles gradients hydrauliques pour lequel le désaccord persiste, et dont l'importance n'est pas négligeable, tant du point de vue théorique que pratique.

A défaut de mesures précises, un certain nombre de faits semblent acquis, donnant une connaissance qualitative du problème. Des siècles d'irrigation avec des eaux plus ou moins salées ont montré l'action des sels sur les sols argileux, et par conséquent sur la perméabilité des argiles du sol, généralement structurées dans les terres de culture. On sait également que certaines argiles sont plus stables que d'autres, et que leur comportement vis à vis de l'eau est divers. Pour simplifier au maximum ce problème où interviennent tant de paramètres, on a décidé de n'étudier au départ que la filtration de l'eau distillée, désaérée, à travers l'argile la plus stable, en écoulement saturé ; d'étendre ensuite les essais à d'autres argiles, pour vérifier la validité des premiers résultats, puis aux écoulements non saturés, laissant de côté les argiles chargées d'ions extérieurs, les eaux salées,

En effet, de nombreux facteurs ont une influence certaine sur la perméabilité. D'abord le liquide filtrant (qui est pour nous l'eau pure) introduit sa masse spécifique et sa viscosité, fonction toutes deux de la température. Puis le filtre : ses caractéristiques granulométriques (forme et dimension des grains et parfois même structure des agrégats) ; le mode de préparation et de mise en place de l'éprouvette ; la contrainte appliquée à celle-ci conditionnant sa porosité qui diminue théoriquement dans

le temps par consolidation. L'action réciproque du liquide et du filtre se traduit par la pression moyenne à l'intérieur du liquide, et enfin sa perte de charge entre l'entrée et la sortie de l'éprouvette est fonction du débit. D'autres facteurs se présenteront par la suite ou des combinaisons des précédents.

I. 3. BASES HYDRODYNAMIQUES DE L'ETUDE

L'étude de la filtration des liquides dans les milieux argileux, et plus généralement dans les milieux poreux, ne peut être qu'un cas particulier de l'hydrodynamique. Mais à la différence des écoulements classiques où la canalisation est bien connue, nous sommes ici dans une obscurité presque totale : les canalicules offerts au passage du liquide sont en nombre infini, leurs données géométriques sont inconnues, tant en section qu'en longueur - et il n'est même pas certain que tout le liquide entre dans le mouvement. La distribution des vitesses peut être radicalement modifiée par une légère variation des conditions aux limites, mais la discontinuité est atténuée par le fait que l'écoulement moyen relève de la statistique. De plus, le comportement rhéologique du liquide filtrant peut encore compliquer le problème.

Ainsi, ce ne peut être qu'à partir des lois déterminées en hydraulique générale qu'on pourra établir celles qui régissent l'hydraulique des milieux poreux, ou hydraulique souterraine. La différence essentielle est que les vitesses sont dans ce cas généralement très faibles et les phénomènes de viscosité prépondérants. Il faudra se souvenir de ces hypothèses préliminaires lorsqu'on essaiera d'expliquer les écarts constatés avec les formules ainsi déterminées : la prise en compte des facteurs négligés pourra donner la solution.

Nous utiliserons par la suite pour représenter les grandeurs ou les opérateurs classiques les lettres et symboles suivants :

ρ : masse volumique du liquide

V : vitesse de la particule (vecteur)

z : hauteur de la particule au dessus du plan de référence

g : accélération de la pesanteur

p : pression au point considéré

μ : coefficient de viscosité du liquide (dynamique)

$\nu = \frac{\mu}{\rho}$: coefficient de viscosité du liquide (cinématique)

et pour les opérateurs , le vecteur symbolique nabla $\vec{\nabla}$

$$\vec{\nabla} = \begin{vmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{vmatrix}$$

à partir duquel le vecteur gradient d'une fonction scalaire Φ est :

$$\vec{\nabla}\Phi = \vec{grad}\ \Phi = \begin{vmatrix} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \\ \frac{\partial \Phi}{\partial y} \\ \frac{\partial \Phi}{\partial z} \end{vmatrix}$$

La divergence du vecteur $\vec{v}(u, v, w)$ est alors le produit scalaire:

$$\text{div}\ \vec{V} = \vec{\nabla} \cdot \vec{V} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}$$

et à ce propos, on notera la différence entre l'opération $\vec{\nabla} \cdot \vec{V}$ qui donne avec une fonction scalaire Φ ou vectorielle $\vec{A}$

$$(\vec{\nabla} \cdot \vec{V})\ \Phi = \Phi \frac{\partial u}{\partial x} + \Phi \frac{\partial v}{\partial y} + \Phi \frac{\partial w}{\partial z}$$

$$(\vec{\nabla} \cdot \vec{V})\ \vec{A} = \frac{\partial u}{\partial x} \vec{A} + \frac{\partial v}{\partial y} \vec{A} + \frac{\partial w}{\partial z} \vec{A}$$

et l'opérateur $\vec{V} \cdot \vec{\nabla}$ qui s'écrit :

$$\vec{V} \cdot \vec{\nabla} = u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}$$

donne :

$$\vec{V} \cdot \vec{\nabla} \Phi = u \frac{\partial \Phi}{\partial x} + v \frac{\partial \Phi}{\partial y} + w \frac{\partial \Phi}{\partial z}$$

$$\vec{V} \cdot \vec{\nabla} \vec{A} = u \frac{\partial \vec{A}}{\partial x} + v \frac{\partial \vec{A}}{\partial y} + w \frac{\partial \vec{A}}{\partial z}$$

On notera aussi l'opérateur de Laplace indifféremment :

$$\Delta = \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} = \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

I.3.a - EQUATIONS DU PROBLEME

Les équations de base de l'hydrodynamique sont données par la physique et la mécanique classique. La première nous fournit l'équation d'état :

$$F (\rho , p , T) = 0$$

entre la masse spécifique, la pression et la température absolue, de grande importance lorsqu'un des fluides en présence est un gaz, mais négligeable dans un milieu saturé de liquide c'est-à-dire où seules les phases solide et liquide sont représentées.

L'équation de continuité , ou de bilan de masse, s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \vec{V} = 0$$

Elle lie la masse spécifique du fluide à sa vitesse aux limites du domaine, supposé indéformable. Elle se simplifie lorsque le fluide est incompressible, donc le milieu saturé, et devient :

$$\operatorname{div} \vec{V} = 0 \quad \text{ou} \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \qquad (I.1)$$

Pour les milieux poreux, objets de notre étude, l'application des formules générales est délicate. L'hypothèse d'un contenant de volume variable n'est pas rare en mécanique des fluides, par contre l'écoulement se produit généralement dans des canaux de forme bien connue : on peut

le matérialiser, en mesurer directement les paramètres. C'est là le champ normal des équations de l'hydrodynamique. Nous nous proposons d'étendre l'emploi de ces formules à un milieu où le fluide s'écoule certes, mais on ne sait trop où ni comment, du moins au niveau de la particule élémentaire en mouvement. C'est à cette échelle microscopique pourtant que s'appliquent en principe les théorèmes de l'hydrodynamique, alors que pour nous les données géométriques exactes sont hors de notre portée. Et quand bien même nous les connaîtrions nous ne saurions qu'en faire, puisque l'étude d'un tel réseau maillé, où les conduites sont de forme et de section rapidement variables, est pratiquement impossible.

C'est donc à un niveau plus élevé que nous nous placerons, en mesurant des valeurs globales de paramètres ramenées à leur moyenne et dont la signification exacte est souvent difficile à préciser. Nous aurons ainsi des théories découlant de modèles géométriques plus ou moins approchés de la réalité telle que nous la concevons, donnant des formules qu'il nous faudra nécessairement ajuster aux données expérimentales. On jugera de leur utilité d'après les critères de leur facilité d'emploi et de leur concordance avec l'expérience.

Cependant, une autre voie existe qui, partant uniquement de l'expérience, donne des formules dont la valeur dépend de leur adaptation à la totalité du domaine exploré, le passage aux variables adimensionnelles servant d'épreuve.

C'est donc à l'échelle microscopique qu'on devrait appliquer la formule de NAVIER-STOCKES, qui s'écrit sous sa forme la plus générale :

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \rho \vec{V} \cdot \vec{\nabla} \vec{V} = \rho \vec{F} - \vec{\nabla} p + \mu \nabla^2 \vec{V} + (\mu + \eta) \vec{\nabla} \vec{\nabla} \cdot \vec{V}$$

où η est un deuxième coefficient de viscosité, lié aux composantes normales des tensions visqueuses. D'ailleurs, le terme qui le contient s'annule en milieu saturé, puisqu'alors $\vec{\nabla} \cdot V = 0$ (I.1).

Les forces de masse $\vec{F}$ sont dues à la pesanteur et dérivent d'un potentiel :

$$\vec{F} = -\vec{\nabla} . U = -\vec{\nabla} \rho g z$$

Nous nous placerons toujours dans les conditions d'un écoulement permanent, ce qui annule le premier terme $\rho \frac{\partial V}{\partial t}$. Et il reste en groupant sous le symbole p^* la somme $p + gz$ avec l'hypothèse de fluide à la compressibilité négligeable

$$\rho \vec{V} . \vec{\nabla} \vec{V} + \vec{\nabla} p^* = \mu \nabla^2 \vec{V} \qquad (I.2)$$

ou bien

$$\vec{V} . \vec{\nabla} \vec{V} + \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p^* = \nu \nabla^2 \vec{V}$$

I.3.b. ECOULEMENT LAMINAIRE DANS UN CAPILLAIRE

Le modèle le plus simple, compte tenu des vitesses qui existent dans les milieux poreux, consiste à l'assimiler à un faisceau de canaux cylindriques de même rayon R traversant un solide où le liquide s'écoule en régime laminaire. Nous pourrons compliquer à loisir cette hypothèse simpliste ; elle a le mérite de donner rapidement un support mental, une image théorique à laquelle nous nous reporterons instinctivement, et en contrepartie l'inconvénient d'avoir de la peine à la quitter pour un modèle trop différent ; on préfère, par paresse intellectuelle, aménager l'ancien.

Formule de Poiseuille

Plaçons-nous donc, dans l'optique microscopique, dans un de ces capillaires, et voyons comment pourrait se simplifier encore l'équation de Navier (I.2). Le premier terme fait intervenir le produit scalaire de la vitesse de la particule par un gradient, ce qui nous donne des termes quadratiques rendant délicate l'intégration des équations aux dérivées partielles. En fait, et c'était une de nos hypothèses, la vitesse V est faible et les termes non linéaires sont donc petits d'ordre deux. Au second ordre près, l'équation se réduit donc à la forme :

$$\vec{\nabla} p^* = \mu \nabla^2 \vec{V} \qquad (I.3)$$

Dans notre hypothèse initiale, ne considérant qu'un seul tube et en l'absence de conditions particulières sur les faces d'entrée et de sortie

ou loin de ces frontières, nous allons admettre une symétrie somme toute logique dela répartition des vitesses par rapport à l'axe du capillaire, et même par rapport à tout plan diamétral - ce qui élimine les écoulements hélicoïdaux

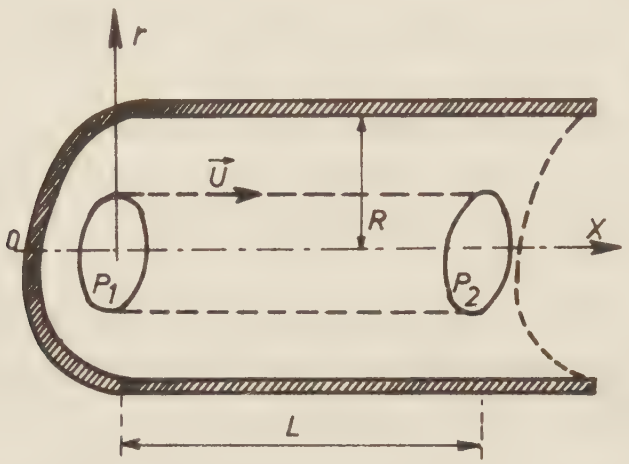


FIG.1

Dans ces conditions, seule subsiste la composante de la vitesse suivant la direction de l'axe, et l'équation montre que cette composante ne dépend que de la distance r du point considéré à l'axe. On a en effet en projection sur les directions $\vec{X}$ et $\vec{r}$, (figure 1)

$$\frac{\partial p^*}{\partial x} = \mu \nabla^2 u \qquad (I.4)$$

$$\frac{\partial p}{\partial r} = 0$$

Avec nos hypothèses, la pression est donc constante dans une section normale à l'axe. D'autre part, comme le canal est prismatique, u ne dépend pas de x mais seulement de r, et l'équation (I.4) peut s'écrire:

$$\nabla^2 u = \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial u}{\partial r} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial u}{\partial r}\right) = \frac{1}{\mu}\frac{\partial p^*}{\partial x} = Cte = -\frac{g}{\nu} J$$

où $J = -\frac{\partial H}{\partial x}$ est la pente de la ligne de charge ou gradient hydraulique. Ainsi :

$$r\frac{du}{dr} = -\frac{g}{\nu} J \frac{r^2}{2} + Cte$$

$$u = -\frac{g J}{\nu}\frac{r^2}{4} + A$$

en remarquant qua la vitesse ne peut physiquement devenir infinie sur l'axe. Nous pouvons maintenant revenir sur nos hypothèses :

1°. Ecoulement permanent d'un fluide incompressible en tube rigide ;

2°. Termes quadratiques négligeables ;

3°. Vitesse parallèle à l'axe, traduisant une hypothèse sur les conditions aux frontières.

Les résultats permettent de vérifier que la seconde hypothèse est légitime, puisque $\vec{V} \cdot \vec{\nabla} \vec{V}$ est négligeable ; seul subsiste le terme $u \frac{\partial u}{\partial x}$ lui même nul, car $\frac{\partial u}{\partial x} = 0$.

Pour déterminer A,une nouvelle hypothèse est nécessaire : nous considèrerons que la vitesse est nulle à la paroi, ce qui donne :

$$u = (R^2 - r^2) \frac{g J}{4 \nu}$$

équation montrant que la distribution des vitesses dans une section diamétrale est parabolique. On en déduit aisément la valeur du débit d'un tube :

$$Q = \int_0^R 2\pi r \cdot dr \cdot u = \frac{\pi R^4}{8} \frac{g}{\nu} J$$

et en fonction du diamètre D on obtient l'expression qui porte le nom de Formule de POISEUILLE :

$$Q = \frac{\pi D^4}{128} \frac{\rho g}{\mu} J \qquad (I.5)$$

APPLICATION A L'ECOULEMENT EN MILIEU POREUX

Passons maintenant à l'ensemble du milieu poreux constitué d'un faisceau de n tubes identiques (figure 2), de section apparente totale S mais de section de passage réelle $n \cdot \frac{\Pi D^2}{4}$. Le débit total est $n.Q$ pour la section s, d'où une vitesse "moyenne" dans le milieu V_m :

$$V_m = \frac{n \cdot Q}{S}$$

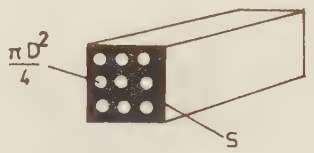


FIG.2

alors que la vitesse moyenne dans chaque tube est :

$$\overline{V} = Q \,/\, \frac{\Pi D^2}{4} = \frac{D^2}{32\,\mu}\,\rho\, gJ$$

D'après leurs définitions, on a la relation évidente :

$$V_m = \frac{n \cdot \Pi \cdot D^2}{4\,S} \cdot \overline{V}$$

le coefficient de $\overline{V}$ représente le rapport de l'aire des vides à l'aire totale de la section, c'est-à-dire la porosité P de l'éprouvette. On a donc :

$$V_m = P \cdot \overline{V} = P \cdot \frac{D^2}{32\,\mu}\, g\,\rho\, J$$

Si nous avons insisté sur cette démonstration, c'est qu'elle est l'un des rares cas d'intégration possibles, et nous voyons nettement les restrictions que nous avons introduites ; il s'agit d'un liquide newtonien circulant dans un milieu composé d'un faisceau de canaux rectilignes, de section circulaire, en écoulement laminaire, la vitesse à la paroi étant nulle.

Encore faut-il remarquer que cette dernière condition n'est pas valable lorsque des gaz circulent dans des tubes fins : pour de tels cylindres, si le libre parcours moyen des gaz (0,1 μ environ)

est de l'ordre du 1/10 du diamètre des tubes, les chocs des molécules sur les parois deviennent du même ordre que ceux des molécules entre elles, d'où un effet de glissement sur les parois où la vitesse ne s'annule plus. Il en résulte un débit supérieur à celui donné par la formule de Poiseuille. Par exemple, si le diamètre des pores est de 1 μ , le débit est doublé pour l'air.

La restriction concernant l'établissement d'un régime laminaire n'est pas une clause de style : un régime turbulent peut s'établir lors de la filtration dans des massifs à gros éléments. Mais dans la plupart des cas, et particulièrement dans les milieux argileux, on peut considérer cette condition comme satisfaite.

Les fluides usuels ont le plus souvent un comportement newtonien, mais ce n'est pas une évidence puisque certains ont pu refuser cette optique. Quoiqu'il en soit, une formule analogue à celle de POISEUILLE peut être établie pour les fluides anormaux, comme nous le verrons plus loin.

Par contre, les canaux ne sont jamais rectilignes, et c'est probablement une des causes des écarts constatés à la loi de proportionnalité de la vitesse au gradient hydraulique.

I.3.c. LOI DE DARCY

L'incapacité où nous sommes d'obtenir des données géométriques précises sur les conduits dans les milieux poreux rend évidente l'impossibilité d'une étude microscopique du mouvement de filtration. La résolution des équations nécessite la connaissance des conditions initiales et de celles aux limites du domaine. Les approximations

que l'on peut faire sur la formule de NAVIER-STOKES conduisent quand même à l'étude de mouvements particulaires, alors que seule une vue globale - pour ainsi dire statistique - pourrait nous amener à des résultats utilisables : de même, dans l'écoulement d'un liquide dans une conduite, lors du passage du régime laminaire au turbulent, on abandonne le calcul du mouvement particulaire pour celui du mouvement moyen.

En fait, il n'est pas nécessaire pour l'étude physique du phénomène de connaître une solution exacte des équations de NAVIER, et pas même de solution plus approchée que la formule de POISEUILLE, si l'on s'en tient à une vue globale. Cependant, chaque fois que nous le jugerons utile, chaque fois qu'un modèle physique pourra simplifier la recherche ou l'expression d'une relation particulière entre les paramètres, nous retournerons à l'un des modèles pour lesquels une base théorique a été établie, mais en connaissant alors ses limitations.

La pièce maîtresse de l'hydraulique souterraine est la loi exprimée par DARCY en 1856 à la suite de travaux expérimentaux dont nous allons reprendre rapidement le dispositif classique pour bien définir les paramètres du problème.

EXPERIENCE DE DARCY

Une éprouvette cylindrique poreuse de section S et de longueur L est traversée par un flux de liquide de débit Q sous l'action d'une différence de pression h (mesurée en hauteur de liquide - disons de l'eau) entre l'entrée h_1 et la sortie h_2 de l'éprouvette (figure 3). DARCY définit comme gradient hydraulique la quantité :

$$J = \frac{h_1 - h_2}{L} = \frac{h}{L}$$

et constate qu'il y a proportionnalité entre le débit par unité de section de l'éprouvette et le gradient hydraulique :

$$\frac{Q}{S} = K \frac{h}{L} \quad \text{ou} \quad Q = K \cdot S \cdot J$$

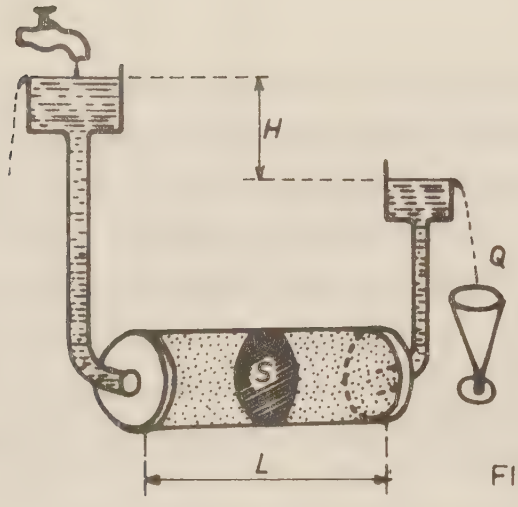


FIG. 3

D'autre part, Q/S, quotient d'un débit par une surface, est une vitesse. Il la nomme V : vitesse de filtration. Ainsi :

$$V = K \cdot J$$

En fait, V n'est pas la vitesse réelle des particules du liquide. On peut en trouver une valeur plus proche en supposant que les trajectoires sont rectilignes et parallèles, et la porosité la même dans toutes les sections soit P ; l'aire de passage est alors S.P. ; nous déduisons une nouvelle valeur de la vitesse V^+, que certains nomment "vitesse d'infiltration" (ce terme est cependant mal choisi, l'infiltration étant généralement considérée comme l'introduction d'un liquide dans un milieu sec ou non saturé et liéeà l'idée de "front").

Donc :

$$V^+ = \frac{Q}{S \cdot P} = V/P \quad \text{(relation de Dupuit-Forcheimer)} \qquad (I.6)$$

La porosité peut rester constante dans toutes les sections sans que les trajectoires soient rectilignes. Elles ont alors une longueur L' supérieure à celle L de l'éprouvette. On appellera "tortuosité" le rapport de ces deux longueurs :

$$\tau = L' / L$$

(Certains attribuent le nom au carré de ce rapport). et on obtiendra une nouvelle valeur de la vitesse moyenne plus proche de la vitesse réelle et supérieure aux deux précédentes telle que :

$$V^* = \frac{\tau}{P} V$$

On peut évaluer τ par des procédés utilisant la résistivité du liquide filtrant (III.3.b, fin).

Suivant que l'on considère des variations de pression ou des variations de charge hydraulique provoquées par les frottements visqueux, il peut y avoir ambiguïté dans l'expression de la loi de DARCY. On peut en effet l'écrire sous les deux formes suivantes :

$$\vec{V} = - K \vec{\text{grad}} H$$

ou

$$\vec{V} = - K' \vec{\text{grad}} p^*$$

Alors que $\vec{\text{grad}} H$ est le rapport de deux longueurs, donc un nombre, $\vec{\text{grad}} p^*$ est celui d'une pression à une longueur, donc de dimension $M.L^{-2}.T^{-2}$. Il en résulte que K et K' ont des valeurs et des dimensions différentes suivant le gradient considéré. On passe de l'un à l'autre en écrivant que dans le cas d'un fluide incompressible :

$$\vec{\text{grad}} p^* = \rho . g . \vec{\text{grad}} H$$

Dans la définition de DARCY, K est homogène à une vitesse. C'est la perméabilité du matériau exprimée en CGS en cm/s; mais bien d'autres unités sont utilisées suivant l'usage qu'on en fait. Par exemple, le mètre cube par jour et par mètre carré de terrain, sous une pente hydraulique unitaire, est commode pour l'irrigation. Mais dans tous les cas, deux facteurs interfèrent : le liquide filtrant et le filtre. En les séparant, ce qui est logique et relativement facile, par l'analyse dimensionnelle ou plus simplement par comparaison avec la formule de Poiseuille, nous pouvons distinguer un premier terme représentant la part du liquide, limité à $\frac{\rho g}{\mu}$ si on attribue au solide les facteurs de contact ainsi que ceux propres au milieu poreux, groupés sous le nom de perméabilité géométrique ou intrinsèque k. On la distingue ainsi du coefficient K qui serait plus exactement le coefficient de Darcy, ou encore la conductivité hydraulique.

D'après DARCY, la perméabilité géométrique est une constante. En réalité, puisque les milieux poreux sont naturellement anisotropes, ce serait plutôt une matrice représentant un tenseur de second ordre $\overline{\overline{k}}$ introduit sous la forme diagonalisée dans l'expression mathématique de la loi, que nous rejoignons ici. Il existe pour les écoulements rampants une loi de même nom et de même forme. Sous une identité apparente, les deux "loi de Darcy" sont essentiellement différentes : la forme mathématique ne peut être rigoureusement applicable que si l'on connaît les tubes d'écoulement et si l'on est en mesure d'effectuer l'intégration des équations, au moins de façon approchée comme dans les modèles analogiques. La loi expérimentale , sous sa forme macroscopique, est utilisée normalement dans tout milieu poreux, abstraction faite des trajectoires individuelles de particules, ce qui facilite singulièrement le problème.

Nous ne nous laisserons pas abuser par la similitude de forme,et, quand nous parlerons de la loi de Darcy, il s'agira toujours de la formule expérimentale. Les coefficients K n'ont pas le même sens dans les deux formules.

Pour en revenir à la perméabilité géométrique k qui caractérise le milieu poreux, la formule de définition devient :

$$V = \frac{\rho g}{\mu} k J \qquad (I.7)$$

Elle est donc homogène à une surface, et nous pourrons l'exprimer avec les mêmes unité.

Comme ces coefficients sont tous deux d'usage courant, nous pouvons calculer la loi de correspondance pour un liquide donné. L'eau à 20° a une viscosité cinématique $\nu = 0{,}01006$ poise (CGS). Pour $g = 981$ cm/s^2, et avec la relation :

$$V = K \cdot J = \frac{g}{\nu} k \cdot J$$

on voit que, à K = 1 cm/s correspond $k = \frac{0{,}01006}{981} = 1{,}026.10^{-5}\text{cm}^2$.

Cette unité est très grande et nous amène à préférer le micron carré (μ^2) 10^8 fois plus petit,perméabilité géométrique qui correspond approximativement dans ces conditions à une conductivité hydraulique de 10^{-3}cm/s.

L'unité CGS de perméabilité est le perm. C'est celle d'un milieu qui laisse filtrer unliquide de viscosité 1 poise avec un débit de 1 cm^3/s par centimètre carré de section, sous un gradient de pression d'une dyne par centimètre. On utilise le darcy, différant du perm par la viscosité du liquide de référence (1 centipoise) et du

gradient de pression (1 atm/cm), ce qui en fait une unité 10^8 fois plus petite. Le perm correspond au cm^2, donc le darcy à 1 μ^2 . On peut d'ailleurs construire le tableau de correspondance suivant, en introduisant également la conductivité hydraulique pour l'eau à 20°, K_{20}, et pour un liquide de viscosité 1 poise, K_1 .

TABLEAU 1

	Darcy	Perm (cm^2)	K_{20} (cm/s)	K_{20} m/jour	K_1 1po, cm/s
Darcy	1	$9{,}87.10^{-9}$	$9{,}61.10^{-4}$	0,83	$9{,}61.10^{-6}$
Perm ou cm^2	$1{,}013.10^{8}$	1	$9{,}74.10^{4}$	$84{,}14.10^{7}$	$9{,}74.10^{2}$
K_{20}(eau,cm/s)	$1{,}04\ .10^{3}$	$1{,}03.10^{-5}$	1	864	10^{-2}
K_{20}(eau, m/j)	1,2	$1{,}18.10^{-8}$	$1{,}16.10^{-3}$	1	$1{,}16.10^{-5}$
K_1 (1 po, cm/s)	$1{,}04.10^{5}$	$1{,}03.10^{-3}$	10^{2}	$8{,}64.10^{4}$	1

I.3.d. CAS DES FLUIDES NON NEWTONIENS

Le problème se pose différemment lorsqu'il s'agit d'un fluide anormal. La loi de Poiseuille n'est bien entendu plus applicable, et il faudra étudier chaque cas particulier ; mais nous nous bornerons au cas des fluides de BINGHAM.

Rhéologiquement, on peut caractériser les corps par la relation qui existe entre la contrainte τ qui leur est appliquée et la déformation ε qu'ils subissent, ou bien la vitesse ε' de cette déformation. Par exemple, le solide d'Euclide est $\varepsilon = 0 \ , \forall \tau$, le liquide parfait de Pascal $\tau = 0 \ , \forall \varepsilon$, tandis que le liquide visqueux de Newton est $\tau = \mu \ . \ \varepsilon'$ où μ est la viscosité du liquide, constante. Il arrive que la viscosité soit fonction du gradient de vitesse : on dit alors que le liquide est thixotrope si la fonction est décroissante, dilatant dans le cas contraire.

Le corps de BINGHAM est représenté par l'équation plus compliquée :

$$\tau = \tau_0 + \mu \ . \ \varepsilon'$$

où τ_0 est la contrainte critique ou seuil d'écoulement, et μ la viscosité plastique.

On comprendra mieux le sens de cette définition en étudiant l'écoulement d'un tel corps dans un tube cylindrique de rayon R, de façon analogue au calcul classique de la formule de Poiseuille. Un cylindre coaxial au tube, de rayon r, de longueur dl , soumis à une différence de pression dp , subira latéralement une contrainte unitaire de cisaillement :

$$\tau = \frac{r^2 \ . \ dp}{2r \ . \ dl} = \frac{r}{2} \ \frac{dp}{dl} = \frac{r}{2} \rho \ g \ J$$

En gardant l'hypothèse de la nullité de la vitesse sur la paroi (r = R), il n'y a écoulement que si la vitesse croît lorsque r diminue, c'est-à-dire si dv/dr est négatif. La définition du corps de BINGHAM, qui devient avec ces notations :

$$\tau = \tau_0 - \mu \ . \ \frac{dv}{dr}$$

montre que l'on doit avoir la relation :

$$\tau - \tau_0 > 0$$

d'où une valeur limite ou seuil de gradient J_0, tel que :

$$J_0 > \frac{2}{R \rho g} \tau_0$$

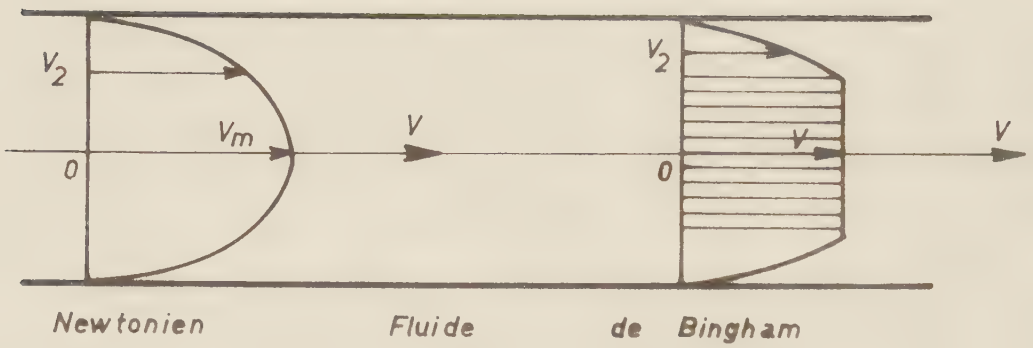
Ceci signifie que, pour un τ_0 donné, l'écoulement n'a lieu qu'à partir d'un seuil J_0 lié à R. Au dessous, le liquide ne s'écoule pas il forme bouchon ; au dessus, on peut calculer une valeur r_0 pour laquelle $dv/dr = 0$, déterminant un cylindre à vitesse constante égale à celle calculée pour r_0. Ce cylindre se déplace donc en un seul bloc. Entre r_0 et R, il est clair qu'on revient aux conditions des liquides normaux, puisqu'on a :

$$\tau - \tau_0 = f = -\mu \cdot \frac{dv}{dr}$$

Le débit est donc aisément calculable : c'est la somme des débits de l'écoulement central, se déplaçant en bloc, et de l'écoulement annulaire où l'indicatrice des vitesses est parabolique. Il est donné par la formule classique de BUCKINGHAM :

$$Q = \frac{\Pi \cdot R^4 \rho g}{8 \mu} \left[J - \frac{4}{3} J_0 \left(1 - \frac{1}{4} \frac{J_0^3}{J^3}\right) \right] \qquad (I.8)$$

La courbe de distribution des vitesses dans un plan axial correspondant à un écoulement de Poiseuille est un graphe assez semblable à celui de l'écoulement turbulent (figure 4). Mais l'analogie n'est qu'apparente ; dans le tube central c'est la vitesse moyenne U_m qui paraît constante, alors que le mouvement réel est turbulent ; tandis que pour le liquide de Bingham c'est l'image de la réalité ; il n'y a pas de mouvement relatif entre les particules de ce cylindre.



DISTRIBUTION DES VITESSES
DANS UN PLAN DIAMETRAL D'UN TUBE CIRCULAIRE

Figure 4

I. 4. ANALYSE DIMENSIONNELLE

L'analogie posée en hypothèse entre l'écoulement dans les capillaires et celui dans les milieux poreux n'est qu'un des modèles possibles. Elle en est la simplification extrême, puisqu'elle ne tient aucun compte des interconnexions entre les canalicules, ni de leur tortuosité (sauf par l'introduction d'un facteur qui apparaît un peu comme le "deus ex machina" destiné à ajuster la formule aux résultats expérimentaux). Légitime ou non, elle est féconde, et nous allons la pousser plus loin encore en lui appliquant les méthodes de l'analyse dimensionnelle.

La mise en évidence de paramètres adimensionnels est un procédé souvent utilisé en Physique. D'après le théorème de VASCHY-BUCKINGHAM, quand ils sont en nombre suffisant, les paramètres agissant

sur un phénomène peuvent être groupés sous forme de produits sans dimensions d'un certain nombre de facteurs ; ils permettent ainsi de mettre en évidence des invariants, lorsqu'ils existent. L'application toutefois est assez délicate, parce que la méthode de résolution impose le choix préalable d'un certain nombre de paramètres, en fonction desquels on calcule les groupements adimensionnels, les "nombres". Suivant ceux choisis, ils donnent des résultats apparemment différents, mais réductibles plus ou moins aisément l'un à l'autre.

Il ne faut pas espérer trouver par ce moyen de solution précise au problème posé, mais il peut en faciliter son interprétation s'il est complexe. D'autre part, on remonte d'un degré dans l'échelle de la généralisation en abandonnant les valeurs expérimentales brutes , fonction trop étroite des particularités du problème, pour passer aux variables adimensionnelles, quand la chose est possible.

La Mécanique des Fluides est un champ d'application particulièrement fertile pour cette méthode qui est à la base de la théorie des maquettes, par exemple. Mais nous nous attacherons seulement aux écoulements dans les canalisations pour en envisager ensuite les conséquences dans le problème qui nous préoccupe.

Les paramètres sont ici évidents : le diamètre D et l'état de la paroi du tuyau supposé rectiligne, la viscosité μ , la vitesse V, la masse spécifique ρ du fluide. L'expérience montre que les lois de perte de charge varient, et que les essais effectués en modifiant le diamètre et la matière du tuyau, la vitesse de l'écoulement et le liquide, ne permettent d'obtenir que des familles de graphes, et non graphe unique, synthétique. L'analyse dimensionnelle met en évidence, entre autres, deux paramètres adimensionnels :

le nombre de Reynolds $R_e = \dfrac{\rho . V D}{\mu}$

et

le coefficient universel de perte de charge $\lambda = \dfrac{J}{V^2 / 2gD}$ (I.9)

En les prenant comme variables, tout s'éclaire : les points jusqu'ici dispersés viennent sagement s'aligner et donnent en coordonnées logarithmiques le graphe universel bien connu, la droite de Poiseuille, de pente -1, prolongée par celle de Blasius, avec la fameuse harpe de Nikuradzé, qui introduit la rugosité de la paroi; notons l'abscisse du point de transition entre le régime laminaire et le régime turbulent : R_e= 2000 environ.

Essayons de rattacher ces résultats à l'étude de perméabilité. Le calcul conduit à des nombres sans dimensions identiques à ceux rencontrés par ailleurs, ce qui est prévisible, puisque les variables du problème sont toujours les mêmes. Qu'il s'agisse du coefficient K de Darcy dans la formule V = K . J, ou de la perméabilité géométrique, k, telle que $V = \frac{\rho \cdot g}{\mu} \cdot k \cdot J$, on est amené à des résultats comparables. C'est un problème de fluides visqueux, et on trouve le nombre de Reynolds R_e. Pour rendre compte de l'effet de la pesanteur, on peut introduire le nombre de Froude : $F = \frac{g.D}{V^2}$, dont l'influence est pratiquement négligeable. Enfin, dans le cas où on tient compte de la pression porteuse, c'est le nombre d'Euler $E = \frac{p}{\rho \cdot V^2}$ qui est mis en valeur. Le produit sans dimension $D.S_s$ introduit la surface spécifique.

En dehors de ces nombres, on trouve les paramètres adimensionnels du problème : la porosité, la distribution granulométrique, le coefficient de forme des grains (rapport de deux dimensions), la tortuosité, la teneur en air, et naturellement les produits de ces facteurs.

Qu'attendons-nous de cette analyse ? Initialement, peut-être une confirmation de l'analogie choisie : nous savons que la loi de Darcy n'est pas vérifiée aux vitesses élevées. Ne serait-ce pas au nombre de Reynolds qu'il convient de rattacher les écarts ? Il nous faut donc revenir aux variables classiques, et rapporter à R_e et à λ les résultats expérimentaux.

Si la loi de Darcy est vérifiée, on aura un graphe linéaire ; en effet, la vitesse moyenne approchée V^+ dans les canalicules s'écrit : $V^+ = V \cdot \frac{\tau}{P}$ et négligeant la tortuosité $J = \frac{V \cdot P}{K}$ donc (I.9) donne :

$$J = \lambda \cdot \frac{V^2}{2 g D} = \frac{V \cdot P}{K}$$

et

$$\lambda = \frac{2 g D p}{V K} = \frac{2 \rho g D^2 P}{\mu K} \cdot \frac{\mu}{\rho V D} = \frac{2 \rho g D^2 P}{\mu K} \cdot \frac{1}{R_e} \quad (I.10)$$

Ainsi, le coefficient de $1/R_e$ est une constante pour un milieu filtrant et un liquide donnés ; la relation s'écrit alors :

$$\lambda = C \cdot \frac{1}{R_e}$$

Remarquons que dans ce cas, la relation entre λ et R_e est indépendante de la vitesse de l'écoulement puisqu'elle n'apparaît pas dans l'expression. On utilise pratiquement des échelles logarithmiques pour tenir compte de la grande plage de variation de R_e ; d'où :

$$\log \lambda = \log C - \log R_e$$

ce qui donne bien un graphe rectiligne de pente -1.

THIRRIOT (74) souligne que le produit $\lambda . R_e$ est aussi sans dimension, et que dans les mêmes conditions le graphe (λR_e, R_e) est une droite horizontale ; en effet (1.10) montre que :

$$\lambda . R_e = \frac{2 \rho g D^2}{\mu} \cdot \frac{P}{K}$$

Cette fois la vitesse n'intervient plus dans les ordonnées, mais seulement en abscisse par le nombre de Reynolds, ce qui peut donner un graphe plus sensible à la vitesse de filtration.

En fait, dans ce qui précède, le problème épineux est la détermination du diamètre moyen des canalicules, D. Nous avons jusqu'ici soigneusement évité de préciser son sens ; mais il faut bien en parler car il intervient dans le calcul des deux paramètres.

L'analyse granulométrique nous permet de connaître la proportion de grains de chaque dimension ; des mesures porométriques donnent le pourcentage de pores de chaque diamètre, en supposant qu'ils soient cylindriques. Mais qu'est-ce que le diamètre moyen ?

Une définition intéressante consiste à tirer d'une mesure de perméabilité la dimension représentative des pores. Le raisonnement est logique ; puisque nous pouvons établir une formule donnant la perméabilité k en fonction du diamètre moyen des pores par l'analogie capillaire, inversement la connaissance de la perméabilité permet le calcul d'un "diamètre moyen". On a alors le choix entre de nombreuses formules. Par exemple, celle de SCHEIDEGGER (1953) :

$$k = \frac{P}{96 \cdot \tau^2} \overline{D}^2 \quad \text{ou} \quad \overline{D} = \tau \sqrt{\frac{96}{P} \cdot k}$$

Il est bien évident que l'écoulement dans les argiles n'est pas du même type que dans un capillaire, mais si nous extrapolons cependant à une perméabilité de l'ordre de celle que nous obtenons dans le kaolin en prenant $\tau = 1$, $k = 10^{-7}$ cm/s $= 10^{-4}$ μ^2, $P = 0{,}5$, il vient :

$$D = \sqrt{\frac{10^2}{0{,}5} \cdot 10^{-4}} = 0{,}14\ \mu = 1{,}4 \cdot 10^{-5}\ \text{cm}$$

IRMAY donne comme expression de la perméabilité dans un milieu uniforme :

$$k = \frac{D^2}{100} \cdot \frac{P^3}{(1-P)^2}$$

équivalente à la précédente pour la valeur de P choisie.

Utilisons une autre méthode qui présente l'avantage de rester dans l'esprit du raisonnement : remarquons avec THIRRIOT que le produit $\lambda \cdot R_e$ est une constante lorsque la loi de Darcy est véfifiée - et on sait que les écarts ne sont pas énormes -

Choisissons pour valeur de la constante celle qu'elle prend en écoulement de Poiseuille dans les tubes capillaires, soit 64. Il vient alors :

$$\lambda \cdot R_e = \frac{2.g}{\nu} D^2 \frac{P}{K} = 64$$

et

$$D = \sqrt{32 \frac{\nu \cdot K}{g\ P}} = \sqrt{\frac{32\ k}{P}} \qquad (I.11)$$

Pour les valeurs correspondant à l'exemple précédent, il vient :

$$D = \sqrt{\frac{32}{0,5}\ 10^{-4}} = 0,08\mu = 0,8 \cdot 10^{-5}\ cm$$

très proche du résultat obtenu.

On calcule alors aisément le nombre de Reynolds ; pour un gradient de 10 par exemple, puisque :

$$V = \frac{K}{P} J = 10^{-7} \cdot \frac{10}{0,5} = 2.10^{-6}\ cm/s$$

$$R_e = \frac{V \cdot D}{\nu} = 10^2 \times 2.10^{-6} \times 0,8 \cdot 10^{-5} = 1,6 \cdot 10^{-9}$$

Il s'agit donc d'une valeur extrêmement faible.

De façon plus générale, cette formule permet de voir que (p.13) les autres éléments restant constants, le nombre de Reynolds varie avec le cube du diamètre des pores.

Pour de l'eau à 20°, K étant en cm/s, et k en cm^2, on a :

$$V^+ = V \frac{\tau}{P} = \frac{\tau}{P} K.J = \frac{\tau}{P} . 10^5 k.J = \frac{\tau}{P} . 10^5 .J. \frac{P}{32} .D^2$$

Donc :

$R_e = 100\ V^+ . D \simeq 3.10^5 . J . D^3$ pour $\tau = 1$

En appliquant cette formule à un massif de sable de diamètre moyen d = 1 mm, pris aussi comme diamètre des canalicules, surmonté d'une faible épaisseur d'eau s'écoulant donc sous un gradient unité, on obtient un nombre de Reynolds de l'ordre de :

$$R_e = 3 . 10^5 . 10^{-3} = 3 . 10^2$$

Nous avons voulu montrer par cet exemple l'énorme disproportion entre l'écoulement dans un sable fin, et celui dans les argiles, tout au moins quant au nombre de Reynolds. Et il faut bien que cela se traduise par une différence de comportement hydraulique, si on se réfère aux écoulements dans les canalisations, tout en restant dans le domaine laminaire.

Le classement des résultats obtenus par les divers expérimentateurs, suivant les nombres de Reynolds correspondants, a permis de tracer les graphes représentatifs en λ et R_e, ou en λR_e et R_e Ils montrent : (Figure 29)

1°. qu'il existe une zone de valeurs de R_e pour laquelle la loi de Darcy est strictement vérifiée. Les opinions divergent sur la valeur limite supérieure : on la situait autrefois autour de 60 ou 70 ; maintenant, la tendance serait à l'abaisser entre 1 et 15. Il est vrai que R_e dépend de la dimension caractéristique choisie pour D.

2°. pour les valeurs élevées de R_e supérieures à 1000 ou 2000, on place une zone où l'écoulement turbulent est généralisé ;

la perméabilité serait régie par la loi de FORCHEIMER : elle serait inversement proportionnelle à la vitesse, variant avec l'inverse de la racine carrée du gradient hydraulique.

3°. le raccordement entre ces deux parties se fait progressivement : à la zone à écoulement laminaire correspondant à la loi de Darcy succède une zone à écoulement laminaire non linéaire, suivie d'une zone où l'écoulement commence à devenir turbulent, mais localement.

4°. de l'autre côté, pour les valeurs très faibles de R_e se situe une zone où on constate généralement une déviation due selon certains à un écoulement non newtonien, selon d'autres à divers facteurs. Nous n'en dirons pas davantage ici, puisque c'est ce que nous nous proposons d'étudier en détail, mais nous pouvons observer que cette déviation se situe autour de $R_e = 10^{-9}$.

CHAPITRE II

PROPRIETES PARTICULIERES DE L'INTERACTION EAU-ARGILE

Les paragraphes suivants n'apprendront rien aux spécialistes des argiles : il s'agit d'une courte mise au point, très orientée qui devrait permettre aux hydrauliciens de mieux situer le phénomène que nous voulons montrer profondément différent des actions de contact avec les autres solides. Les argiles se singularisent par leur structure très particulière, leurs propriétés électriques, leur forme, leurs arrangements ; l'eau en est elle-même influencée, d'où un comportement relatif remarquable et encore insuffisamment connu.

II. 1. LES ARGILES

A propos du classement granulométrique, nous avons vu que les argiles constituaient une classe complètement différente des autres, tant par leurs dimensions que par leur constitution chimique, et qu'il est extrêmement rare de trouver à l'état naturel des particules de dimensions inférieures à 2 µ qui ne soient pas des argiles. On peut en obtenir en broyant du quartz par exemple, mais on se rend vite compte que cette poussière, en présence d'eau, a des propriétés bien différentes de celles de l'argile.

II.1.a. LES COLLOIDES

Le comportement vis à vis de l'eau des composés chimiques est très varié. On peut avoir des solutions , comme avec le sel de cuisine, et les mélanges ainsi obtenus suivent les lois de la chimie classique (Lavoisier, Dalton, etc...) . D'autres comme le caramel, l'encre de Chine, ne les suivent pas : secs, ils sont souvent qualifiés d'amorphes car leur état cristallin n'est pas nettement visible - ce sont des colloïdes. On peut les séparer par filtration : une membrane poreuse laisse passer les solutions et retient les colloïdes. Les premières sont des solutions vraies, les seconds des hydrosols. On dit parfois que les colloïdes sont des particules de dimensions inférieures à 2 µ. Cela n'est pas une condition suffisante, car si la poussière de quartz tombe assez vite dans l'eau, un vrai colloïde donne une solution où les grains restent en suspension.

En réalité, la distinction n'est pas toujours aussi nette, et on dit qu'un corps solide est à l'état colloïdal lorsqu'il n'est pas à l'état cristalloïdal et de faibles dimensions. Une argile, colloïdale par excellence, doit être "dispersée" pour prendre réellement cet état ; pourtant, parmi les colloïdes on trouve des sulfures, du soufre, des métaux : la solution est alors un sol (hydrosol, alcoosol, etc..) et elle peut même se faire dans les solides (verre).

Ces particules colloïdales sont quand même microcristallines ; elles se présentent sous forme d'agrégats (micro-cellules ou micelles) plus ou moins équivalentes à la molécule, mais sans composition chimique bien définie. En effet, les électrolytes ou autres peuvent s'y fixer par attraction électrique ou adsorption, d'où l'importance de l'équilibre électrique entre liquide et colloïde. S'ils ont le même signe, le sol est stable. S'ils sont de signes différent, la coagulation se produit. Si on ajoute un autre colloïde de signe inverse du premier, il en cerne les micelles, et peut empêcher la coagulation et la précipitation.

Ce sujet paraît éloigné de nos préoccupations immédiates, et pourtant il en est proche : ces phénomènes sont moins visibles à l'état dense, mais existent tout autant.

Les argiles sont bien des colloïdes - même si certains auteurs fixent leur limite supérieure à 1µ ou moins - car ce sont des corps à surface intermicellaire très importante, et avec des propriétés d'autant plus colloïdales, que leur dispersion est poussée.

II.1.b. NOTIONS SUR LA MINERALOGIE DES ARGILES

Du point de vue chimique, les argiles sont des silicates d'alumine, mais pour expliquer leurs propriétés il faut se pencher davantage sur leur architecture et sur leur état cristallin. Leur simple aspect au microscope électronique permet déjà de différencier les argiles entre elles, mais leurs propriétés communes sont nombreuses, et il nous paraît commode de les étudier plus particulièrement sur l'une d'elles, la KAOLINITE, sur laquelle a porté la plus grande partie de notre travail.

Le squelette d'un cristal d'argile est composé d'ions oxygène disposés en nappes soit compactes (c'est-à-dire que les ions sont en contact , en rangs serrés), soit lacunaires (quand il manque un ion sur deux ou sur trois dans chaque rangée et par rapport à la précédente). Ces nappes se superposent , laissent des vides où viennent se loger les autres constituants à gros ions - plus petits cependant que l'oxygène - à moins qu'ils ne se placent en liaison entre deux nappes ou feuillets. Par exemple, la Kaolinite a pour formule :

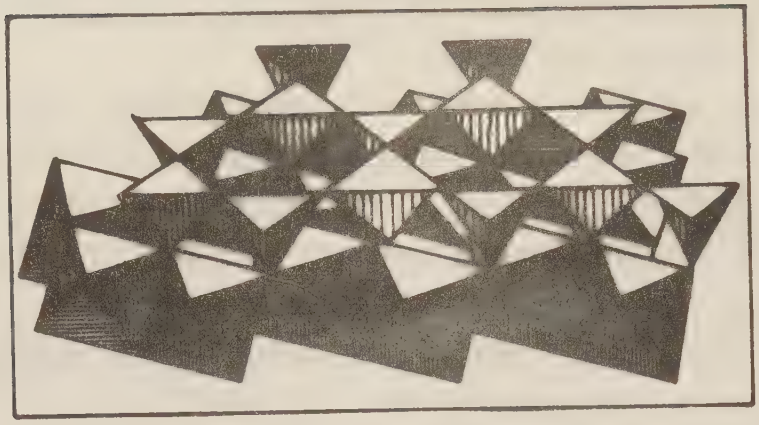
$$2\ Si\ O_2\ Al_2\ O_3\ 2H_2O$$

mais pour mettre en évidence les nappes, on peut l'écrire :

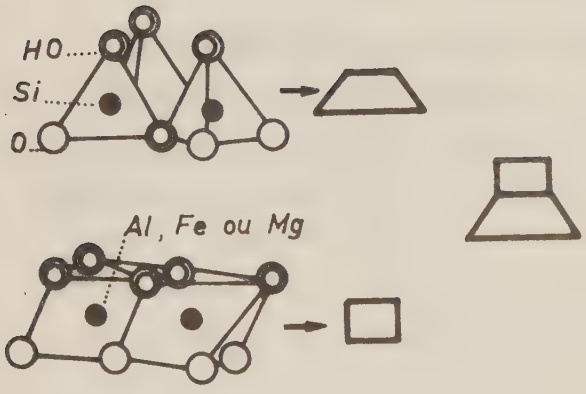
$$6\ O,\ 4\ Si,\ 4\ O\ \ 2(OH),\ 4\ Al,\ 6(OH)$$

ce qui montre bien une nappe de OH et une autre de O séparées par une nappe mixte 1 OH,2 O, et dans les creux, l'alternance 2 Al, un vide entre les

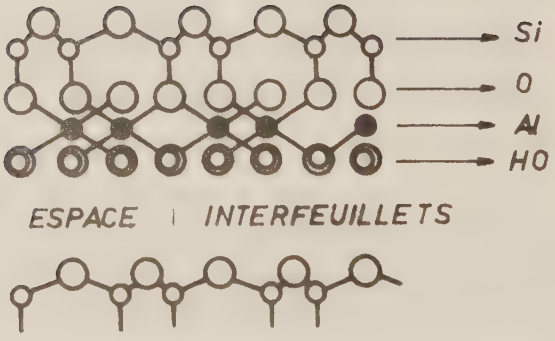
REPRESENTATION DE LA KAOLINITE



(JOUENNE)



(CAQUOT et KERISEL)



(DEMOLON)

Figure 5

deux premières, 2 Si, un vide entre les deux autres. Cet ensemble constitue un feuillet formant avec d'autres qui lui sont parallèles mais séparés par un petit espace un agrégat.

Cette image plane peut être perfectionnée en la mettant en relief : les trétraèdres de silice aboutissent à 4 atomes d'oxygène liés en hexagone, tandis que ceux de Al_2 le sont à 6 O ou OH en liaison octaèdrique. On peut schématiser les tétraèdres de silice par un trapèze ayant pour base les oxygènes, les hydroxyles en haut, tandis qu'un rectangle représente les octaèdres d'Al avec les 6 Hydroxyles ou Oxygènes en feuillets, Le cristal de Kaolinite devient un empilement de plusieurs dizaines de rectangles et trapèzes alternés, l'épaisseur totale de chaque couple (intervalle compris) étant de 7 Å, c'est-à-dire celle d'un feuillet. La couche commune médiane est complète, mais deux tiers des O appartiennent aussi à Si et à Al, le tiers restant étant remplacé par des OH (figure 5).

Il existe entre les feuillets des forces de liaison : pour la kaolinite, c'est une liaison hydrogène très forte ; pour d'autres argiles, elle peut être due à un autre ion que l'hydrogène : un ion de compensation se loge dans la cavité hexagonale, mais l'intrusion de l'eau entre les feuillets (en nombre de couches variable) peut en augmenter l'épaisseur ; c'est le cas pour la montmorillonite.

Les argiles sont classées par l'épaisseur des feuillets, ce qui revient à étudier leur constitution cristallographique. Chaque famille diffèrera par sa nature chimique, et par conséquent par son équilibre électrique ; c'est de celui-ci que dépend sa stabilité au contact des solutions, d'où des variations importantes des caractéristiques physiques dans chaque classe : la densité, la surface spécifique (à laquelle est liée l'adsorption), la capacité d'échanges d'ions avec les solutions liée à l'équilibre électrique, les liaisons d'ions dépendant des valences libres.

En prenant comme base la classification de CAILLERE et HENIN (9), et en ne retenant qu'une argile de chaque classe, la Kaolinite l'Illite et la Montmorillonite - sans nous occuper des argiles à 15 Å, les Chlorites - nous obtenons le tableau ci-dessous :

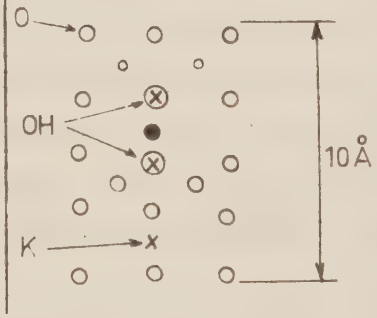
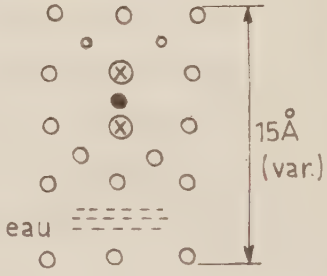
Type épaisseur	Kaolinite 7 Å stable	Illite (mica) 10 Å stable	Montmorillonite 10 Å variable
Schéma de la maille			
Densité	2,4 à 2,6	2,12 à 2,6	2,04
Surface spécifique	20 à 30 m^2/g	80 m^2/g environ	150 m^2/g environ
Capacité d'échange	20m.équ./100g	20 à 30	100 à 130

Tableau 2

Nous avons mentionné sur le tableau la capacité d'échange des argiles. C'est la masse de cations pouvant être fixée sur ces argiles (y compris entre les feuillets). Elle est exprimée en milliéquivalents (m.e) pour 100 g d'argile. L'équivalent gramme est la masse atomique divisée par la valence de l'élément chimique considéré.

La capacité d'échange ne dépend pratiquement pas du cation, mais varie suivant le type d'argile. De façon générale, l'échange d'ions H et de cations, ou le remplacement d'un cation par un autre est chose courante.

Celà se traduit pour l'ion H par l'apparition d'une acidité d'échange. L'ordre de facilité d'échange décroissante est le suivant :

H^+ , Ca^{++} , Mg^{++} , K^+ , Na^+

La capacité d'échange est donc un indicateur de l' activité superficielle des argiles.

Les comparaisons des surfaces spécifiques entre elles et des capacités d'échange montrent que la Kaolinite est la plus stable, la plus inerte des argiles. On pourra donc s'attendre à voir les autres argiles se comporter comme elle, mais avec des singularités amplifiées.

II. 2. L'EAU

Il paraît ironique de vouloir parler de l'eau, que tout le monde connaît si bien ; mais on sait aussi combien ses propriétés physiques sont anormales, et on a essayé d'en chercher des raisons plausibles. Par exemple, d'après sa composition chimique et en suivant la ligne des corps analogues, l'eau devrait avoir un point de congélation bien plus bas. On pense qu'il existe un Hydrol de formule H_2O gelant à -150° et que l'eau commune serait un polymère d'hydrol en solution dans le premier, ce polymère étant nommé glace.

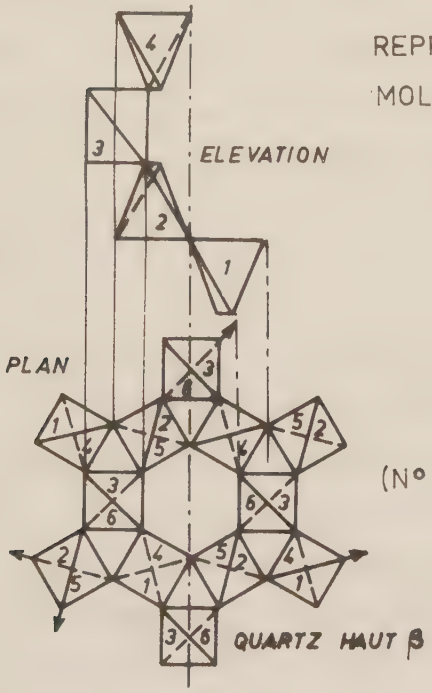
La structure de la molécule H_2O est la suivante : un Oxygène (1,35 Å) qui possède 6 électrons périphériques, les complète à 8 en empruntant un à chacun des deux Hydrogène qui sont à l'extérieur de la sphère et forment entre eux un angle de 109°. La molécule mesure alors 1,38 Å ; elle est donc très petite. Il résulte de la valeur de l'angle que l'oxygène est fortement polarisé ; les molécules se groupent en tétraèdres, occupant le centre et les quatre sommets la distance du centre au sommet étant de 2,8 Å) figure 6

Depuis quelques années, il est beaucoup question d'une eau polymérisée (polywater) qui se distinguerait des précédentes par sa constitution en chaîne, longue ou en mailles. L'accord n'est pas unanime sur sa

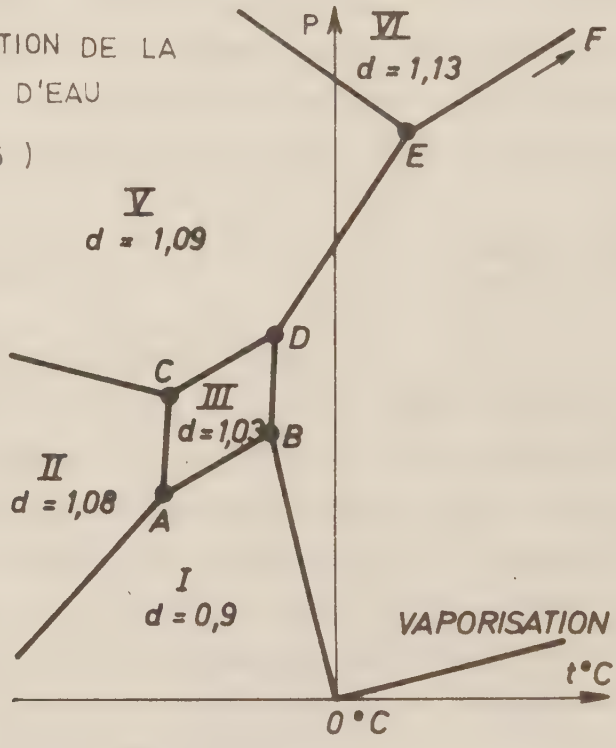
-xistence, Découverte par l'équipe de DERYAGUINE en URSS, l'hypothèse a été acceptée par certaines équipes d'U.S.A. (Lippincott), alors que d'autres la combattent. Les conditions très particulières de sa "formation" (passage de vapeur d'eau dans des tubes capillaires en verre ou en quartz, de 5 à 100µ de diamètre et à pression inférieure à la pression atmosphérique) et certaines caractéristiques rappelant celles du quartz, font qu'il pourrait s'agir d'une sorte de solution due à une attaque chimique du verre ou du quartz par l'eau. D'autre part, les quantités obtenues sont infinitésimales et son existence à l'état naturel est douteuse.

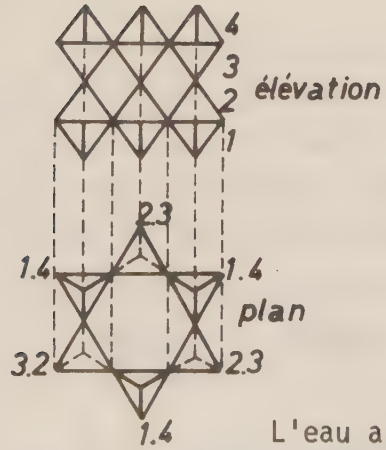
REPRESENTATION DE LA MOLECULE D'EAU

(FIG. 6)



(N° 3)





(N° 2)

(N° 1)

	densité	t °C	Pression (bar)
I	A	- 34,7	2170
II	B	- 22	2215
III	C	- 24,3	3510
IV	D	- 17	3530
V	E	+ 0,16	6580
VI	F	+ 80	20000

L'eau apparaît comme un liquide qui, semblable à des cristaux de silice, possède une organisation basée sur des cellules tétraédriques. Cette ressemblance est d'autant plus nette qu'on trouve des arrangements variables avec la température, correspondant à ceux de certains cristaux de silice. Par exemple, dans l'eau I, la structure est semblable à celle

de la tridymite. On la trouve en petite quantité à basse température. L'eau II est de structure semblable à celle du quartz ; elle prédomine à la température ordinaire. L'eau III est à arrangement plus dense ; elle se forme aux températures plus élevées.

Dans la glace, au voisinage de 0° , et dans l'eau jusqu'à 4°, les tétraèdres sont groupés comme ceux de $(SiO_4)^{-4}$ dans la tridymite β . Puis l'eau prend la structure du quartz, et enfin une autre plus dense encore (figure 6).

Ainsi l'eau se présente comme un liquide de formule $(H_2O)^n$, n étant variable non seulement avec la température, mais aussi avec le champ électrique, puisque le groupement résulte de la polarisation de l'oxygène. C'est dans les phénomènes d'adsorption que les effets de variation sont particulièrement visibles : par exemple, sur un gel de silice, l'eau adsorbée a un point de congélation plus bas que celui de l'eau libre (-78°C) - ce qu'on a pu mesurer par l'absorbtion d'un rayonnement électromagnétique à très haute fréquence.

De plus, il est possible que l'eau ait des propriétés de liquide anormal, au sens rhéologique, à proximité de parois solides. Celà est encore du domaine des hypothèses et nous en reparlerons par la suite.

II. 3. INTERACTION ARGILE-EAU

De ce qui précède, nous pouvons retenir que l'eau peut être polarisée au contact d'une surface ayant des valences libres. Mais que se passe-t-il pour l'argile ?

Dans le cristal d'argile, certains ions sont faiblement liés, par exemple l'ion K dans l'illite. Aussi ils échangent d'autant plus facilement avec les ions dissous - lorsque l'argile est en suspension dans une solution saline - que le déficit de charge sera plus grand et les cations

de valence variable ; les ions monovalents seront remplacés par des ions bi ou trivalents.

Avec le déficit de charge, le facteur primordial pour la quantité de ces échanges est l'aire de contact, c'est-à-dire la surface extérieure de l'argile ; ceci est parfaitement vérifié pour certaines argiles, comme les micas, mais moins pour celles qui ont de fortes capacités d'échange car la solution pénètre dans le cristal et le baigne entièrement.

Le kaolin ne présente pas de déficit de charge, mais la brisure du cristal, généralement plat et de forme hexagonale, laisse à l'extérieur soit de l'oxygène (et il y a excès de charges négatives), soit des cations (et il y a alors excès de charges positives),puisque les oxygènes entourant les cations n'absorbent, suivant le cas, que la moitié ou le tiers des valences où les ions OH de l'eau viennent adhérer. De plus, les groupes AlOH, SiOH, résultats de la rupture des Al-O-Al et Si-O-Si, sont amphotériques, c'est-à-dire que leur signe change suivant le ph de la solution : OH est positif si la solution est acide, négatif si le ph est plus élevé. Dans la Kaolinite, c'est cet aspect qui prévaut : l'eau se fixe sur les brisures (broken bonds) plus que sur les surfaces planes. La charge électrique est 15 fois inférieure à celle de la montmorillonite. On estime cependant qu'il se forme quand même des permutites en surface, mais pour nous ce n'est qu'un détail. Nous retiendrons simplement l'existence de ces charges électriques, pour déduire que les solutions peuvent avoir un effet chimique sur les argiles par déplacement d'ions.

L'eau pure elle-même en est concernée : le champ électrique modifie sa composition cristalline. Schématiquement, en s'approchant de la surface ionisée, l'eau passe de la forme $(H_2O)^n$ à $(H_2O)^2$, puis à H_2O. Il était admis que, sous l'influence du champ électrique, les dipoles se déformaient , et les deux ions hydrogène passaient de leur position à 109°

à celle à 180°, la liaison avec la surface de l'argile étant un "pont hydrogène". Il semble, à la lueur de résultats récents, que cette interprération ne soit pas la bonne,et que l'angle de 109° soit conservé, la liaison étant due aux valences libres de l'argile en surface, et non aux ponts hydrogène de l'eau (figure 7).

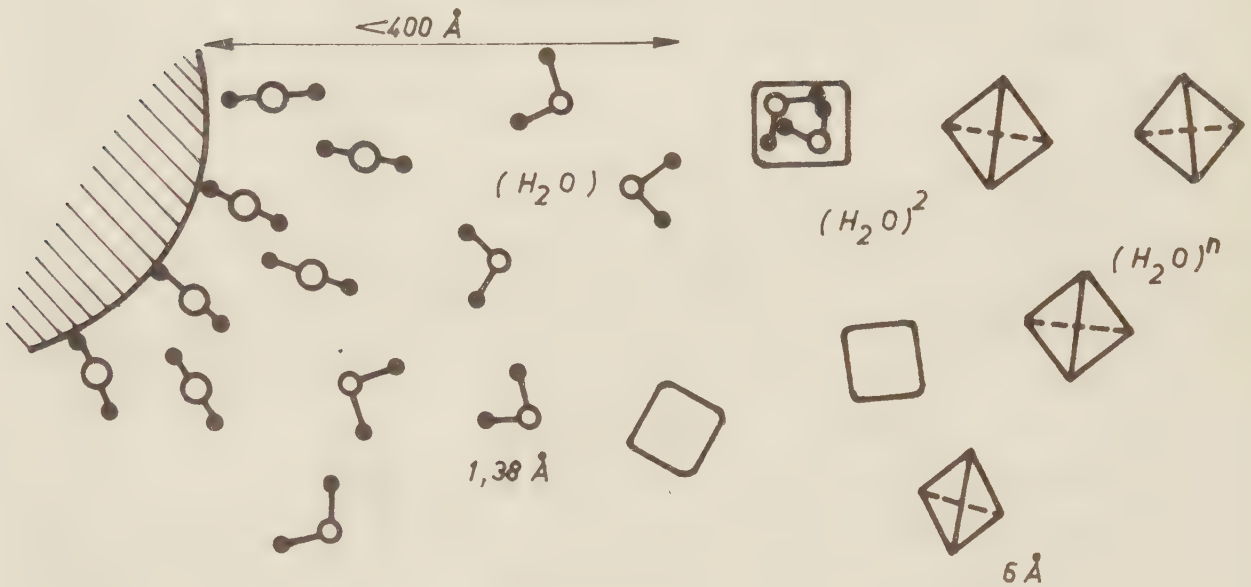
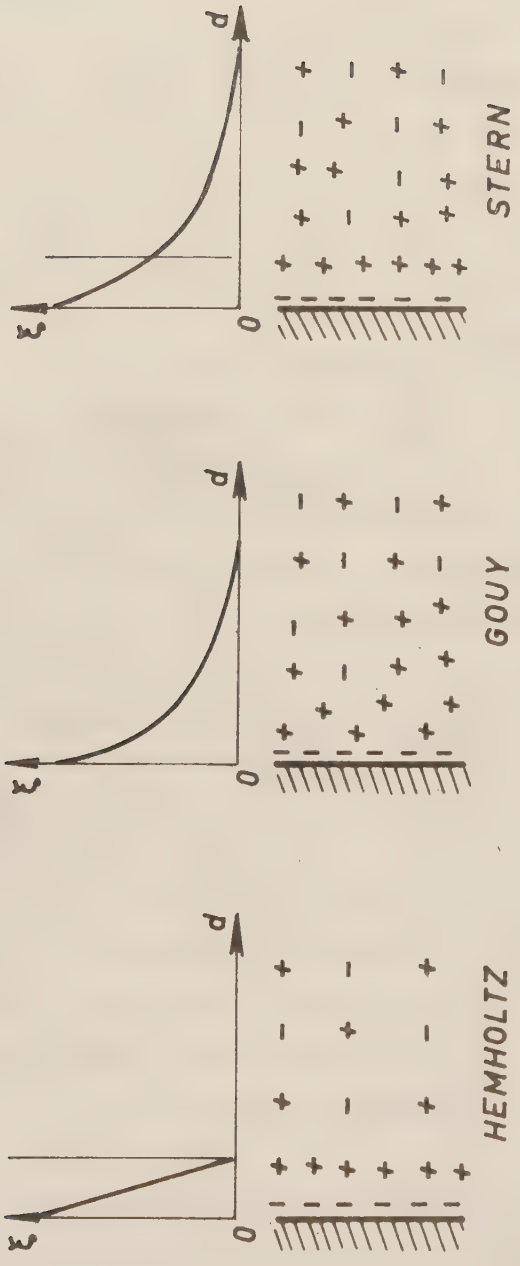


Figure 7

En fait, il importe peu, au point de vue de l'hydraulicien, où nous nous plaçons, que ce soit l'un ou l'autre de ces mécanismes qui produise le phénomène, mais seulement qu'il existe, qu'il soit dû à des interactions électriques, et qu'il se traduise par une liaison très forte. Naturellement, le champ électrique mesuré par le potentiel zéta ou potentiel électrocinétique, décroît très rapidement à mesure que l'on s'éloigne de la surface ionisée, mais pas assez cependant pour empêcher



THEORIE DE LA DOUBLE COUCHE
D'APRES DIVERS AUTEURS

FIG. 8

l'eau de s'y fixer en plusieurs couches. Par des calculs basés sur la vitesse d'électrophorèse, les auteurs (+) estiment à des valeurs allant de 50 à 400 Å la distance à laquelle l'action de surface se fait encore sentir. KUTILEK estime que le nombre de couches monomoléculaires est inférieur à 10 pour la Montmorillonite, et peut atteindre en moyenne 200 ou 300 pour la Kaolinite, pour une porosité de 0,5. On l'appelle "eau liée" ou encore, à cause de ses propriétés particulières, "eau semi-cristalline". Un phénomène d'adsorption de ce type est parfois nommé "épitaxie", mais il correspond, de façon plus générale, à une orientation privilégiée des cristaux naissants.

Si on passe d'une argile en suspension, à laquelle s'appliquent en principe les considérations précédentes, à une argile fortement tassée, les quantités respectives d'argile et de liquide sont modifiées, et, d'après les valeurs citées, ce phénomène concerne la presque totalité de l'eau.

On peut déjà présumer que la filtration de solutions salines sera différente de celle de l'eau pure, et aussi que l'histoire de l'argile , c'est-à-dire les solutions avec lesquelles elle aura été en contact, aura une influence sur son comportement futur. D'autre part, l'eau pure pourra être adsorbée en un manteau d'épaisseur non négligeable, constitué de plusieurs couches différemment accrochées, donc de stabilité différente. Toute ceci est développé par diverses théories, depuis HELMOLTZ (1879) à GOUY (1910) et BOLT (1962. (figure 8)

HELMOLTZ, par exemple, évalue le potentiel zéta en fonction de la distance d à la surface, de la constante diélectrique D du liquide et de la charge électrique e de la particule par :

$$\zeta = \frac{4\,e\,d}{D}$$

(+) LOW (95), KEMPER (32), CAQUOT (10), BOUCHE (8), LAMBE (41) etc cités en référence.

Les autres auteurs ne diffèrent que par l'introduction de discontinuités dans l'épaisseur de la couche d'eau adsorbée.

Dans le cas de liquides non polaires, l'argile se comporte comme n'importe quel matériau inerte. C'est l'une des causes de la différence entre la surface spécifique mesurée par absorption de gaz (B.E.T.) et celle mesurée par absorption de liquide polaire. Dans la première, seule la surface extérieure est intéressée,tandis que le liquide polaire pénètre dans le feuillet.

II. 4. L'EAU ET LE SOL

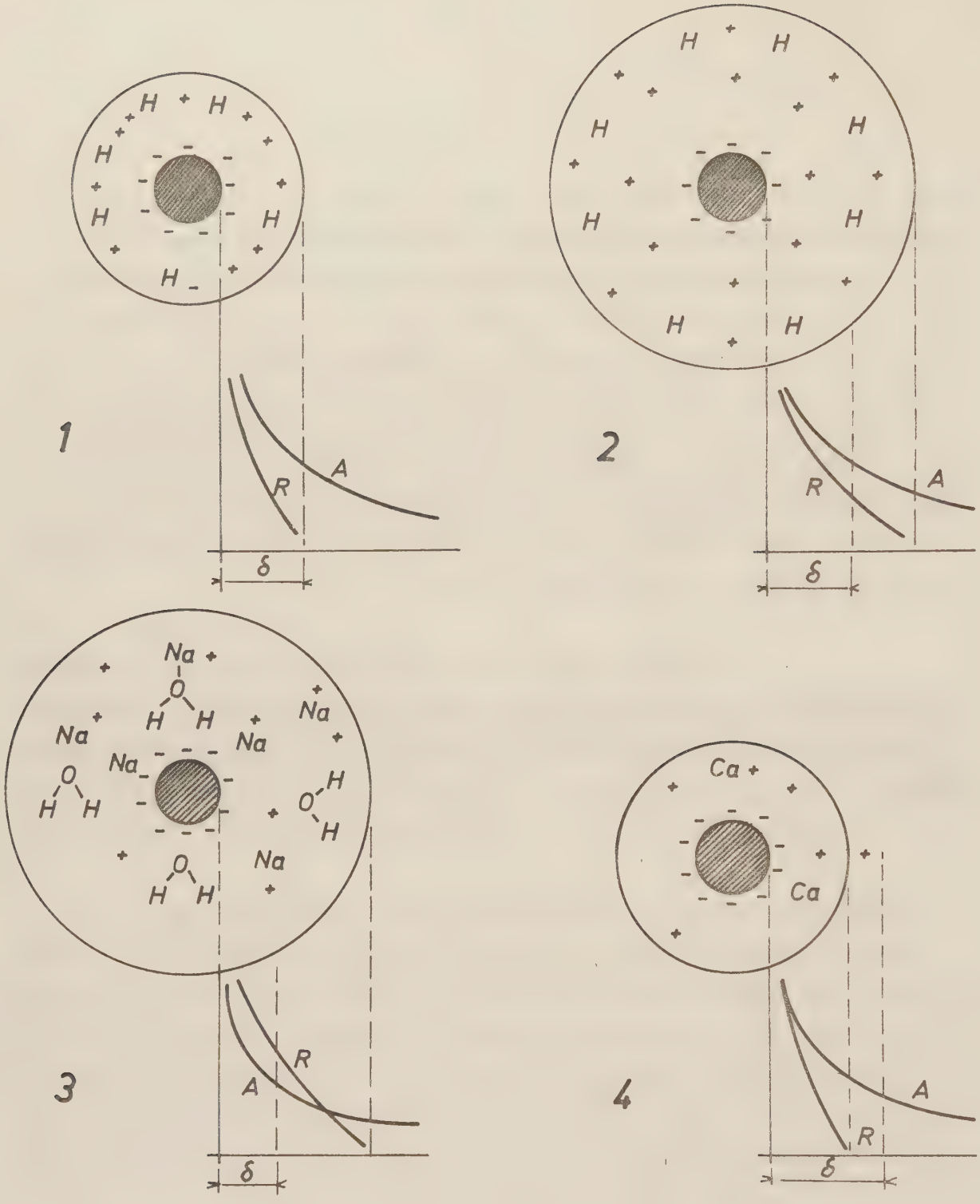
Nous nous sommes bornés jusqu'à présent à étudier le problème "contact eau-argile" d'une façon très limitée. C'est en réalité une part importante, mais une part seulement du problème essentiel de l'interaction eau-sol, devenant elle-même souvent un contact eau-sol-air.

La présence d'air est en effet un élément pratiquement constant des problèmes réels de filtration. Il peut se trouver en place avant l'écoulement de liquide (sol sec) ou être introduit en même temps que lui (précipitations chassant l'air devant elles dans le sol), ou enfin être amené dissous dans l'eau et se gazéifier ensuite. D'où la nécessité pour l'expérimentateur de désaérer l'eau utilisée. De cet ensemble triphasique résulte l'intervention de la tension superficielle, facteur dont nous ne nous sommes pas encore préoccupés jusqu'ici.

Le rôle de la tension superficielle en milieu non saturé est multiple : dans un milieu fortement aéré et au contact d'une zone d'accumulation d'eau, elle crée des forces capillaires, provoquant des remontées, intervenant ainsi dans les caractéristiques mécaniques du sol. Une modification de la tension superficielle entraîne des changements

importants dans la structure même du milieu. Nous avons là un facteur de rétention de l'eau du sol qui vient s'ajouter aux autres, comme l'adsorption physique ou chimique. Ils sont tous d'origine électrique; mais alors que les forces de Van der Waals se développent au sein du liquide pour créer la tension superficielle, elles interviennent entre solide et liquide sous les formes antagonistes de répulsion et d'attraction (figure 9) qu'on pourrait appeler physique, et aussi sous la forme d'adsorption pour ainsi dire chimique, due principalement aux cations de l'argile qui par leurs valences libres forment un pont avec les molécules d'eau. En fait, il s'agit là d'une distinction assez arbitraire, puisqu'à l'échelle moléculaire on passe assez facilement de l'une à l'autre.

A ces forces électriques dérivant de potentiels s'ajoutent, pour déterminer le mouvement de l'eau, celles dérivant d'autres potentiels, tels que le potentiel gravitaire , le potentiel osmotique, et celui de pression.



STABILITE DES SOLUTIONS ARGILEUSES

(D'APRES JOUENNE)

1 *Argile en milieu acide*
2 " *H - argile - OH*
3 " *Na - argile - OH*
4 " *Ca argile OH*

A . Forces d'attraction de Van der Waals
R . Forces de repulsion dues au gradient de potentiel

FIG. 9

CHAPITRE III

ETUDE DES TRAVAUX ANTERIEURS

Sous sa forme concise, $V = K \cdot J$, avec K constant, la loi de Darcy n'est certainement pas valable dans toutes les conditions d'écoulement : il suffit pour s'en rendre compte de voir que la perméabilité K ainsi définie ne dépend même pas du liquide filtrant. Nous allons tenter de préciser les paramètres relatifs au liquide et au filtre qui interviennent dans la valeur de la perméabilité, et sous quelle forme. Le modèle capillaire nous fournit déjà, avec l'extension de la loi de Poiseuille (I.5), qu'on peut mettre sous la forme :

$$V_m = \frac{1}{32} \left[\frac{\rho \cdot g}{\mu}\right] \cdot \left[D^2 P\right] \cdot J \qquad \text{(III.1)}$$

une relation liant les paramètres connus. Le premier crochet dépend uniquement du fluide, le second du milieu poreux et devrait se retrouver dans l'expression de la perméabilité.

De manière plus générale, et sans préjuger des paramètres que nous introduirons par la suite, donc en nous limitant à ceux qui sont connus : ρ , μ , g , pour une dimension caractéristique des pores D , et une vitesse de filtration V , l'analyse dimensionnelle peut nous donner un résultat intéressant. Elle permet en effet de les grouper en produits sans dimension auxquels nous pourrons ajouter tous les autres paramètres adimensionnels. Les précédents donnent le tableau :

	V	μ	ρ	g	D
(M)	0	1	1	0	0
(L)	1	-1	-3	1	1
(T)	-1	-1	0	-2	0
	u	v	w	x	y

Pour que les produits de ces paramètres soient sans dimension, leurs exposants u, v, w, x, y, doivent vérifier les relations suivantes :

$$\begin{cases} u + w = 0 \\ u - v - 3w + x + y = 0 \\ -u - v - 2x = 0 \end{cases}$$

soit en résolvant par rapport à u, v, et w :

$$\begin{cases} u = -3x + y \\ v = x - y \\ w = -x + y \end{cases}$$

groupés dans le tableau suivant :

	V	μ	ρ	g	D
x	-3	1	-1	1	0
y	1	-1	1	0	1
	u	v	w		

D'où l'expression, où A est un nombre :

$$\left(\frac{g.\mu}{V^3.\rho}\right)^x \cdot \left(\frac{D.V.\rho}{\mu}\right)^y = A$$

Remarquons au passage le nombre de Reynolds. En donnant à x la valeur 1 et 2 à y , il vient :

$$\frac{\rho \cdot g \cdot D^2}{V \cdot \mu} = A \quad \text{et} \quad V = \frac{1}{A} \left[\frac{\rho \cdot g \cdot D^2}{\mu}\right] J$$

On retrouve à une constante près le coefficient de la formule de Poiseuille, en même temps qu'on explicite K.

Il nous reste à mieux connaître les paramètres introduits par le liquide filtrant et le milieu poreux.

III. 1. PARAMETRES CONCERNANT LE LIQUIDE

Généralement, la masse spécifique du liquide est une de ses caractéristiques essentielles. Ici elle n'intervient dans la loi de Poiseuille que par l'intermédiaire du gradient moteur. Ce n'est donc pas un paramètre indispensable puisque ce gradient moteur peut être obtenu par une différence de pression de gaz (par exemple en faisant le vide sous une face de l'éprouvette) ou encore en appliquant une contrainte mécanique sur l'échantillon saturé (cas de la consolidation des argiles).

Cependant dans la plupart des cas, les liquides filtrent sous la seule poussée de leur poids propre, lui-même fonction de la température de manière non négligeable. Mais il est alors préférable de ne pas séparer la masse spécifique du paramètre suivant, lui aussi fonction de la température, la viscosité μ . On introduit ainsi la viscosité cinématique ν :

$$V_m = \left[\frac{g}{32\,\nu}\right]\left[D^2.\nu\right] \cdot J \qquad \text{(III.1)}$$

De nombreuses vérifications de la loi de Darcy ont été faites, en variant la viscosité, ce qui, pour un liquide donné, revient à changer la température ou la pression. Mais, comme il est difficile d'agir notablement sur cette dernière, c'est sur la température qu'on a le plus souvent joué.

Pour l'eau, par exemple, une variation de température la faisant passer de 10° à 20° entraîne pour la viscosité cinématique le passage de la valeur $1{,}3 \cdot 10^{-2}$ cm^2/s à 10^{-2} cm^2/s, donc une diminution de 25% environ. C'est d'ailleurs en milieu saturé la seule interférence pratique de la température, à condition que les essais aient lieu à ambiance constante. Si la température varie durant l'essai, et surtout en milieu non saturé, la dilatation de l'air et du liquide dans l'appareil ou les conduits produit un effet non négligeable. Considérons par exemple un écoulement dont le débit normal pour le gradient considéré est Q. Si la température T du milieu varie en fonction du temps t suivant un gradient dT/dt, il se crée un gradient de volume lié à la température dV/dt, qui est en fait un débit. S'il est positif, le volume air + liquide croît, et compte tenu de la variation de volume du contenant, une partie

du liquide sera expulsée sous un débit instantané q. Supposons le système absolument symétrique : q se partagera pour moitié vers chaque extrémité, et on aura d'un côté $Q + \frac{1}{2} q$ et de l'autre $Q - \frac{1}{2} q$. Remarquons à ce propos que la moyenne est tout de même Q.

Dans le cas où la température est stable, les essais ont montré que la perméabilité varie, comme l'indique la formule (III.1) de façon inversement proportionnelle à la viscosité cinématique, tout au moins pour les sables et les matériaux assez gros (HUGUES, (29), 1948, qui cite également TATE,et son filtre au charbon de bois, 1861 ; et HAVREZ,(1874) pour les sables).

Il est évident que la viscosité change aussi suivant la nature du fluide, mais il n'est pas certains que ce soit le seul élément qui soit alors modifié. Il faut d'abord signaler que les gaz peuvent avoir un comportement différent de celui des liquides : il a été montré que la formule de Poiseuille n'est applicable aux gaz que s'ils sont sous une pression suffisante pour que le libre parcours moyen soit assez petit devant le diamètre du tube. Quand il est de l'ordre du dixième, le nombre des chocs des molécules sur les parois devient du même ordre de grandeur que celui des chocs intermoléculaires, ce qui entraîne un effet de glissement aux parois (MAXWELL). KLINKENBERG introduit une perméabilité superficielle aux gaz k_a définie de la même façon que la perméabilité aux liquides :

$$\vec{V} = \frac{k_a}{\mu} \overrightarrow{\text{grad}}\, p$$

mais où k_a est une fonction linéaire de la pression moyenne p_m

$$k_a = b + m/p_m$$

dans le cas où il y a glissement aux parois (b et m sont des constantes). La vitesse du fluide ne s'annule donc plus aux parois, donnant un débit supérieur à celui calculé par la formule de Poiseuille.

Pour la filtration à travers les argiles, le débit atteindrait presque le double (JOUENNE, 31).

On trouvera un développement important de ces questions dans l'ouvrage de SCHEIDEGGER (1960) (63) sur lesquelles nous ne voulons pas revenir.

Il peut y avoir aussi interaction entre le liquide et la paroi solide, due à des effets ioniques : on cite notamment le pH de la solution comme facteur d'anomalies apparentes.

Enfin, le problème change encore lorsqu'il concerne des liquides anormaux pour lesquels la viscosité n'est pas constante mais peut être fonction de la vitesse du fluide, ou de la distance à la paroi ; il faut alors faire intervenir l'équation rhéologique du fluide qui n'est plus de type linéaire :

$$\tau = \tau_0 + \mu^* \left(-\frac{dV}{dr}\right)^n$$

En fait, tant qu'il s'agit de sables ou de limon, la surface spécifique représentant l'aire de contact , est suffisamment petite pour que ces influences puissent passer inaperçues ; elles sont du même ordre de grandeur ou même inférieures à l'erreur expérimentale. Par contre, nous verrons que le problème est sérieux pour les argiles, et c'est souvent dans cette direction que nous chercherons l'explication des anomalies constatées.

III. 2. LES PARAMETRES CARACTERISANT LE MILIEU POREUX

Le matériau, objet de notre étude, est d'une grande complexité . Si nous avons introduit des modèles simplifiés, tel celui des billes de verre égales et régulièrement rangées, c'est pour donner une image plus ou moins représentative, destinée à guider le raisonnement , ainsi entraîné

à une généralisation douteuse mais indispensable. Dans tous les domaines de la physique, la recherche de modèles simples au début, puis de complexité croissante, est le moyen de parvenir à une expression mathématique des lois régissant les phénomènes étudiés. L'usage des ordinateurs n'a fait qu'élargir cette méthode par la création de modèles mathématiques.

Ainsi; chaque paramètre caractéristique d'un milieu poreux sera choisi par comparaison plus ou moins avouée, mais instinctive, à l'un des modèles connus : et on verra se succéder, se mêler de façon inextricable, des assimilations à des faisceaux de capillaires, à des tas de billes qui sont les approches les plus commodes de notre problème, puisque le modèle statistique est peu utilisé, et celui de BINKMAN (ou des obstacles) difficilement applicable.

Notre objectif sera donc , chaque fois qu'une caractéristique sera mise en évidence, d'en trouver un ou plusieurs paramètres représentatifs, susceptibles de permettre un rapprochement avec un modèle simple et bien connu.

III.2.a. FORME DES GRAINS

Il existe des matériaux poreux formant un solide, comme certaines pierres, l'argile cuite de potiers, etc... L'argile naturelle se présente le plus souvent comme une pâte malléable quand elle est humide, dure quand elle est sèche, mais aisément désagrégée. Les particules qui la constituent peuvent être observées directement au microscope, mais seul le microscope électronique fournit des renseignements suffisants sur la forme et les dimensions des grains. On constate ainsi que le kaolin se présente sous forme de plaquettes, à contour hexagonal, parfois érodé. Les empilements sont visibles, puisque leur opacité varie avec leur épaisseur, allant presque jusqu'à la transparence. Leur disposition relative se

modifie avec la précédure de mise en place : sédimentation dans l'eau, saupoudrage dans l'air, ... et aussi suivant les contraintes appliquées par la suite. On caractérise la forme par le rapport des dimensions principales, du diamètre à la longueur par exemple, ce qui permet de distinguer les grains sphériques des plaquettes et des aiguilles.

III.2.b. COURBE GRANULOMETRIQUE

Pour représenter la constitution du milieu poreux, il est commode de classer les grains d'après leur dimension - ce qui nécessite le choix des intervalles - et de donner le pourcentage en masse des grains de chaque classe, ou, mieux encore, de tracer la courbe intégrale de la précédente en portant en ordonnée la masse de grains de diamètre inférieur à une valeur donnée, dans 100 g d'échantillon. On utilise généralement pour tracer cette courbe un papier semi-logarithmique, afin de pouvoir attribuer aux parties fines une importance relative correspondant bien à leur incidence dans les propriétés physiques du sol.

Le processus habituel de détermination de la granulométrie est assez complexe, car on part d'un échantillon généralement aggloméré , qu'on pulvérise d'abord, puis qu'on trie à sec ou sous jet d'eau au moyen de tamis aux mailles de plus en plus fines. Il est évident que l'opération ne peut être parfaite : les grains ne sont pas sphériques et leur passage dépend de la façon dont ils se présentent ; le temps de tamisage intervient et il ne doit pas être trop grand pour éviter l'érosion; enfin, à moins d'effectuer un véritable lavage à l'eau, des grains très fins peuvent rester collés aux plus gros. Il y a d'ailleurs une limite à la finesse des tamis : la normalisation prévoit 0,5 mm , mais il en existe jusqu'à moins de 0,1 mm ce qui ne permet pas de séparer les argiles et les limons des sables. Au-dessous , on emploie d'autres moyens dont le plus courant peut être décrit schématiquement de la façon suivante :

On recueille une certaine quantité (20g)de la partie du granulat ayant traversé le tamis de 150 µ , on la disperse (c'est-à-dire qu'on détruit les agrégats) par desprocédés à la fois chimiques et mécaniques. Le filtrat ainsi obtenu est mis en suspension avec un dispersant et de l'eau distillée pour un volume total d'un litre. On suit au densimètre la variation de la densité du mélange à une profondeur connue, et on en déduit la composition granulométrique par le raisonnement suivant : à l'instant t les grains qui sont à la profondeur h ont tous un diamètre plus petit que celui du grain qui met le temps t pour descendre de la surface libre à la profondeur h . La lecture au densimètre en donne la proportion en masse. Pour connaître ce diamètre, on applique bien entendu la formule de la chute d'une sphère dans un liquide de densité connue, ce qui donne un diamètre équivalent dont on serait bien embarrassé pour tirer les dimensions réelles d'une plaquette, comme le kaolin, par exemple.

En réalité, l'interprétation est plus complexe, car on doit tenir compte des paramètres comme la température qui joue sur la viscosité et la densité de l'eau, de la forme du densimètre, de sa section relative dans le vase, utilisant pour cela des abaques de correction.

La limite inférieure de séparation par ce procédé se trouve aux environs de 0,5 µ . On est alors limité par le mouvement brownien.

Si nous avons insisté surla technique, c'est pour montrer la limite et, dans certains cas, la vanité de l'identification par le "diamètre". De plus, quel rapport y-a-t-il réellement entre ce milieu artificiellement désagrégé et le filtre lui-même ? On peut tout au plus penser que la courbe granulométrique permet une comparaison plus efficace de milieux apparemment semblables, et surtout de les classer. Des milieux de même origine géologique ont des granulométries semblables. On a trouvé

commode de distinguer des classes de diamètres : ATTERBERG (1912) a proposé la classification suivante, particulièrement simple et très employée à progression géométrique de raison 10.

20mm à 2mm	2mm à 0,2mm	200µ à 20µ	20µ à 2µ	au-dessous de 2µ
graviers	sables grossiers	sables fins	limons	argiles

Il est remarquable que toutes ces classifications mêlent des caractéristiques physiques (dimensions) à des caractéristiques chimiques, puisque la vraie définition des argiles est chimique et si leurs particules élémentaires n'atteignent pas 2 µ , leurs agglomérats peuvent dépasser largement cette valeur. Il y a une raison à cet illogisme apparent : chaque classe granulométrique provient de la division de particules plus grosses, et de leur érosion. Mais la limite de l'érosion est liée au rapport masse-section, puisqu'un objet trop léger ne peut servir de projectile dans l'air ou l'eau, ni de cible s'il est trop petit. Cette limite correspond pratiquement à 2 µ . Il existe bien pendant peu de temps (au sens géologique) des grains de dimension inférieure, mais alors l'érosion chimique, proportionnelle à la surface, en provoque la disparition rapide. On trouve toutefois certains calcaires, débris de coquillages anciens, qui n'ont pas été soumis à l'érosion chimique et qui ont des dimensions inférieures à 2 µ ; mais hors cette exception, il n'y a que des argiles. Par contre, les particules d'argile agglomérées de dimensions supérieures résistent mal, à sec, au moindre traitement mécanique. Nous notons là une coupure très remarquable.

III.2.c. POROSITE GEOMETRIQUE

Du point de vue hydraulique, qui est le nôtre, ce qui importe est le passage effectivement offert au liquide filtrant, fonction de la granulométrie du milieu mais aussi de l'arrangement des particules. En vibrant du sable dans un récipient, nous constatons que la même masse de matière occupe un volume plus petit, ce qui est l'indice d'une diminution des vides interparticulaires. Nous avons cité en I.1. l'exemple de particules sphériques identiques dont la porosité, définie par le rapport du volume des vides V_v au volume total V occupé par le milieu pulvérulent $P = \frac{V_v}{V}$ passe de 47,64 % à 25,95 % de l'arrangement cubique au rhomboédrique , compte non tenu des lacunes qui peuvent exister et durer : le frottement aux points de contact entre les particules empêchant l'effondrement par effet de voute.

On définit également un indice des vides e, rapport du volume des vides au volume solide, et lié à la porosité P, par la relation :

$$P = \frac{e}{1 + e}$$

Pour les sols à granulométrie étendue et à grains non sphériques, des particules plus petites peuvent soit occuper les vides entre les grosses, soit en maintenir de plus grands dérangeant ainsi une organisation bien ordonnée. Les valeurs normales de la porosité varient entre 30 et 60 % descendant exceptionnellement à 15 %.

En milieu saturé, c'est-à-dire lorsque tous les vides sont occupés par l'eau en mouvement, la porosité représente le volume qui lui est offert. Mais il arrive que de l'air reste piégé dans le milieu poreux, et le volume du liquide V_l est alors inférieur à celui des vides défini plus haut V_v ; on peut ainsi introduire une porosité effective ou utile P_u et un coefficient de remplissage S_e tels que :

$$P_u = \frac{V_l}{V}$$

$$S_e = \frac{V_l}{V_v}$$

On se doute que ce dernier sera difficile à saisir puisqu'il est fonction de la pression du liquide qui écrase les bulles d'air, de la température dont l'action sur l'air est plus grande que sur l'eau, et même du temps, l'air pouvant se dissoudre dans l'eau.

Il y a plusieurs méthodes de mesure de la porosité. La plus simple consiste à saturer d'eau l'échantillon par immersion prolongée et à le peser. On le sèche ensuite en le plaçant 24 ou 48 heures à l'étuve à 105°, et on le pèse à nouveau. La température choisie permet d'éviter la destruction de la maille argileuse par évaporation de l'eau de constitution. La différence entre les deux pesées est donc due uniquement au départ de l'eau saturant les pores, dont on connaît alors le volume. Celui de l'éprouvette s'obtient par mesure directe.

Dans notre cas, il est plus commode de déterminer directement le volume de la partie solide, par le calcul préalable de la masse spécifique lui-même délicat. La méthode classique du picnomètre demande elle aussi la saturation complète de l'échantillon, et nous verrons qu'elle diffère suivant le liquide utilisé. Nous avons choisi, là-aussi, l'eau distillée pour rester dans les mêmes conditions que pour les essais de perméabilité.

La valeur de la porosité ainsi calculée est globale : elle ne permet pas de distinguer macro et microporosité. On a cherché à obtenir une connaissance plus précise de la répartition des pores suivant leur dimension dans l'échantillon, encore que parler de diamètre pour des pores qui ne sont pas de section circulaire ni même constante, soit une extrapolation douteuse. En se basant sur l'analogie entre les capillaires des milieux poreux et des faisceaux de tubes de verre, on conçoit aisément que, pour faire pénétrer du mercure à l'intérieur d'un échantillon sous vide, une certaine pression soit nécessaire. Dans le cas de tubes de verre, cette pression est donnée par la loi de JURIN et dépend de leur diamètre D :

$$p = \frac{4 \cdot A \cdot \cos \theta}{D}$$

A : tension superficielle

θ : angle de raccordement du ménisque et de la paroi

Malgré les approximations que cela suppose, il est tentant de dire que, pour chaque palier de compression du mercure, le volume de celui-ci qui pénètre dans l'échantillon remplit les pores de "diamètre" supérieur ou égal à celui correspondant à la loi de Jurin. Dans cette hypothèse, il est aisé de construire le tableau donnant les volumes de mercure injectés en fonction de la pression d'injection, et d'en déduire un graphe représentatif de la porométrie, analogue à celui de la granulométrie. Ce système présente, en dehors des analogies peut-être excessives qu'elle suppose, un certain nombre d'inconvénients qui le rend difficilement applicable aux argiles. En effet, l'échantillon doit être sec, puisqu'il est soumis au vide, donc très différent de l'argile gonflée qui subit les essais de perméabilité ; d'autre part, les pressions de mercure nécessaires sont très grandes - d'où un appareillage compliqué et denombreuses corrections pour tenir compte de la dilatation des conduits.

Cependant, si on considère que le gonflement de l'argile à l'eau se produit de manière uniforme, on peut espérer une similitude entre les pores de l'échantillon sec et ceux de l'échantillon saturé, et par conséquent, une répartition semblable, l'échelle des diamètres étant réduite dans la même proportion que les porosités totales.

Une autre méthode, basée surle même principe, fonctionne par drainage de l'eau de l'éprouvette : suivant la dépression provoquée, les pores se vident jusqu'à un diamètre donné (RICHARDS). Normalement utilisée pour la détermination des caractéristiques des sols, par leur potentiel capillaire, elle permet également la porométrie puisqu'il y a corrélation entre les deux.

Ces méthodes supposent une parfaite interconnexion des canalicules et négligent l'action des chapelets de gouttes qui, formant bouchon, immobilisent une certaine quantité de liquide mercure ou eau.

III.2.d. SURFACE SPECIFIQUE

Revenons à notre exemple d'un milieu composé de sphères égales de porosité P,et de rayon r ; étudions comment varie leur surface totale en fonction de r . Pour un volume unitaire, il y aurait huit fois plus de sphères de rayon r/2 mais chacune de surface quatre fois moindre ; donc l'aire totale de contact entre les phases solide et liquide est doublée.

Comme,dans un sol, le diamètre des particules varie dans des proportions qui vont de 1 à 10^5 , on peut penser que leur surface totale variera de même, ce qui entraîne d'énormes différences d'effets de contact entre des écoulements sur limons ou galets.

La forme des particules joue aussi un rôle important vis à vis de leur surface : tant qu'il s'agit d'ellipsoïdes d'excentricité

modérée, on peut les assimiler à des sphères ; mais dès qu'une dimension devient prépondérante, le changement est net. Pour un volume solide unitaire, la surface de la sphère est 5, celle du cube 6 ; mais un disque d'épaisseur 1/10 a une superficie de 20, passant à 200 pour une épaisseur de 1/100. D'où la nécessité d'introduire un facteur représentatif de la surface des particules : la surface spécifique (S_s).

Il existe deux définitions de la surface spécifique, selon qu'on rapporte l'aire à l'unité de volume, comme nous l'avons fait, ou à l'unité de masse. Par exemple, pour un milieu composé de grains sphériques égaux, la surface spécifique rapportée à l'unité de volume de milieu poreux est :

$$S_s = \frac{S}{V} = \frac{6}{d} \qquad \text{en } cm^2/cm^3$$

et à l'unité de masse :

$$S'_s = \frac{6}{\rho \cdot d} \qquad \text{en } cm^2/g$$

Pour des grains de sable de 1 mm de diamètre et de densité 2,5 :

$S_s = 60\ cm^2/cm^3$ $\qquad$ $S'_s = 24\ cm^2/g$

Comparons ces valeurs à celles trouvées pour les argiles : la surface d'asorption est de 45 m^2/g pour le Kaolin. Elle peut atteindre jusqu'à 700 m^2/g pour la Montmorillonite. De telles différences avec les sables donnent à penser que l'écoulement dans les argiles pourra présenter des particularités.

La détermination de la surface spécifique peut se faire de plusieurs façons , généralement à partir du diamètre des grains supposés sphériques. Il est évident que pour des grains plats ou allongés, cette méthode ne peut convenir. On utilise alors des procédés faisant intervenir les phénomènes d'adsorption de gaz ou de liquide et même de colorants. L'inconvénient est que les valeurs trouvées varient suivant le système employé du fait que l'adsorption se fait à l'extérieur de l'agrégat ou bien entre les feuillets selon les cas.

La méthode la plus courante est celle nommée B.E.T. suivant les initiales de ses auteurs (1). Elle consiste à mesurer la quantité d'azote liquide qui s'est déposée en couche monomoléculaire sur l échantillon , à -195°. Cette méthode donne pour la Kaolinite une surface spécifique de 22 m^2/g, et 150 m^2/g pour la Montmorillonite. Par contre, l'emploi de liquides organiques polaires (le glycoléthylene par exemple) qui sont attirés entre les feuillets, permet de la même façon de déterminer la surface interne - ce qui conduit aux valeurs indiquées plus haut-. Il faudra donc, lors de l'utilisation de la surface spécifique, définir d'abord l'importance que peut avoir dans le problème la surface interfeuillets et choisir en conséquence l'un ou l'autre des procédés (GUYOT - 18)

III.2.e. DIAMETRE CARACTERISTIQUE GEOMETRIQUE

A porosité égale, et en considérant un milieu composé de sphères semblables ou même à granulométrie serrée, la corrélation entre le diamètre des grains et la section des canalicules où s'écoule le liquide apparaît nettement. Les pores les plus gros ne peuvent avoir un diamètre supérieur à celui des grains, sinon certains d'entre eux, entraînés par la circulation du liquide, iraient les boucher. Le diamètre des grains peut

---

(1) BRUAUER, EMMETT et TELLER,1938. Adsorption of gases in multimolecular layers , J. Amer. Chem. Soc. 60, 309-319.

donc être choisi pour représenter la grosseur des pores.

Lorsque la granulométrie est étendue, on peut prendre comme diamètre caractéristique un diamètre moyen. Mais il y a en fait plusieurs moyennes :

. La moyenne géométrique entre les diamètres extrêmes a et b , soit $\frac{a+b}{2}$

. La moyenne pondérée qui attribue à chaque classe une "masse" égale à sa proportion dans le milieu , et qui est alors la valeur barycentrique.

. Le diamètre tel que la moitié en masse des grains a un diamètre inférieur. Plus généralement, on note d_x le diamètre limite au-dessous duquel on trouve x% en masse des particules du milieu. La moyenne serait dans ce dernier cas d_{50} .

Quelques auteurs ont choisi de tels diamètres moyens comme diamètre équivalent dans les formules qu'ils donnent pour la détermination de la perméabilité (FAIR et HATCH, 1933 ; HUBBERT et FEBEN, 1933). La plupart des autres prennent comme diamètre équivalent la valeur de d_{10} , ce qui signifie que, pour eux, il suffit de 10 % en masse de grains de petites dimensions pour imposer leur diamètre limite aux canalicules. Nous rapprocherons cette observation de la proportion de 20 % que nous avions déterminée comme limite au-dessus de laquelle l'argile impose ses propriétés. Mais il s'agissait alors d'une distribution granulométrique à deux dimensions de particules , et non d'une distribution continue.

Examinons une schématisation du milieu poreux comme un ensemble de capillaires de diamètre différent placés en série. Considérons, avec HUGUES (1948), un filtre composé de n couches de grains, de diamètre a_1, a_2, a_n, et de hauteur $l = l_1 + l_2 + l_n$. La vitesse de filtration

à travers ces couches étant la même, les pertes de charge H_i sont liées par :

$$V = \frac{K_1 \cdot H_1}{l_1} = \frac{K_2 \cdot H_2}{l_2} = \ldots = \frac{K_n \cdot H_n}{l_n}$$

et

$$H = H_1 + H_2 + \ldots + H_n = \frac{V \cdot l_1}{K_1} + \frac{V \cdot l_2}{K_2} + \ldots + \frac{V \cdot l_n}{K_n} = \frac{V \cdot l}{K}$$

ou encore :

$$V = \frac{H}{\frac{l_1}{K_1} + \frac{l_2}{K_2} + \ldots + \frac{l_n}{K_n}} = \frac{H}{\frac{l}{K}}$$

d'où la relation :

$$\frac{l}{K} = \sum_{1}^{n} \frac{l_i}{K_i}$$

Si nous faisons intervenir la relation qui lie la perméabilité au diamètre, on peut déterminer un diamètre équivalent $\overline{D}$ en écrivant que K est proportionnel au carré du diamètre, soit a_i^2 :

$$\frac{l}{\overline{D}^2} = \sum_{i}^{n} \frac{l_i}{a_i^2} \qquad \text{(III.2)}$$

Il s'agit là ,évidemment, du cas où les couches sont distinctes. Mais on peut les supposer aussi minces qu'on le voudra, et dans un ordre quelconque : à la limite, on pourra étendre la théorie aux mélanges

à la seule condition de rester dans le cadre de l'hypothèse, c'est-à-dire d'une porosité constante. Mais il serait alors difficile de dire ce que représente cette porosité. La formule précédente (III.2) peut s'écrire, en désignant par z la fonction de distribution, c'est-à-dire l'épaisseur de la couche de grains de diamètre a :

$$\frac{1}{D^2} = \int_0^1 \frac{dz}{a^2}$$

z est lié à a par la fonction représentative de la granulométrie du mélange $y = f(a)$ où y est le pourcentage de grains de diamètre a. Pour l'intervalle de variation de a, $\int y = da = 1$, tandis que dans les mêmes conditions $\int dz = 1$. On a donc la relation :

$$\frac{dz}{da} = 1 \cdot y \quad \text{et par conséquent} \quad dz = 1 \cdot dy = 1 \cdot f'(a)\, da$$

Dans le même intervalle de variation de a, on peut écrire :

$$\frac{1}{D^2} = \int_{a_{min}}^{a_{max}} \frac{f'(a) \cdot da}{a^2}$$

HUGUES a montré que, pour les sables, cette valeur était plus proche de la valeur expérimentale que toutes celles calculées selon les autres formules. FAIR et HATCH (1933) indiquent une formule de même type pour les couches stratifiées, mais préconisent dans le cas général la forme :

$$\frac{1}{D^2} = \left[\Sigma \frac{1}{a^2} \right]^2$$

Pour l'argile, on pourrait affecter à la rigueur un diamètre moyen à la portion argileuse ; mais les plages de variation de la porosité de l'argile étant très différentes de celles des autres éléments du sol, on se demande si l'extension de la formule de détermination du diamètre moyen aux mélanges argileux est encore licite.

Pour nous donc, la granulométrie n'est qu'un aspect secondaire, à considérer plutôt sous l'angle de la proportion d'argile. Elle ne peut intervenir qu'associée à la porosité qui peut en dépendre pour la détermination des caractéristiques géométriques des canaux d'écoulement du filtre.

III.2.f. LA POROSITE CINEMATIQUE OU UTILE

Elle intervient dans la perméabilité en indiquant la part du volume du filtre accessible au liquide, donc en principe disponible pour sa circulation. Si elle est liée à la granulométrie, c'est plus par la répartition granulométrique que par la seule valeur du diamètre équivalent ou de toute autre longueur caractéristique. Avec la même répartition, on peut avoir une porosité très variable : la vibration d'un massif en diminue notablement le volume apparent. Par exemple, dans certains cas où il importe d'avoir un béton peu poreux, il faut à la fois déterminer les proportions de gravier sable et ciment pour que les particules puissent remplir les vides et d'eau pour que son évaporation ne laisse pas de lacune ; la vibration peut faciliter la mise en place des éléments.

Nous avons jusqu'à présent considéré comme volume disponible pour la circulation du fluide celui qui n'est pas occupé par la phase solide. Cependant, nous avons vu (II.3) qu'une partie de l'eau pouvait être fixée au solide par des phénomènes physico-chimiques,

à tel point qu'on pouvait la considérer comme cristalline. Il est donc nécessaire de distinguer de la porosité géométrique P une porosité cinématique $\mathcal{P}$, correspondant au volume des vides entre les particules solides et réellement accessible à l'eau en mouvement.

SIMANDOUX, (1963), (in JACQUIN , 30), a déterminé la quantité m de liquide fixé dans un sol contenant un pourcentage p d'argile (milieu sec) où filtre une solution aqueuse de concentration c en électrolyte :

$$m = p \left(A + \frac{B}{\sqrt{C}}\right) \qquad \text{(III.3)}$$

où A et B sont des constantes. La connaissance de la surface spécifique de l'échantillon permet de calculer l'épaisseur δ de la couche d'eau adsorbée, composée en réalité d'une partie "rigide" d'épaisseur δ_0 fortement liée (couche de STERN) et d'une autre dite couche diffuse. On a alors :

$$\delta = \delta_0 + \frac{\alpha}{\sqrt{C}} \qquad \text{(III.4)}$$

Une telle formule n'est pas utilisable pour l'eau pure, quoiqu'elle s'ionise également sous l'influence de charges électriques mais en proportions non définies. D'autre part, il n'est pas certain que cette couche soit d'épaisseur constante quelle que soit la contrainte de cisaillement qu'elle subit de la part du liquide en circulation, contrainte qui est proportionnelle à la viscosité du liquide et au gradient de vitesse près de la paroi. Il s'agit donc d'une limite supérieure de la quantité d'eau adsorbée.

Enfin, nous avons supposé quela surface d'adsorption est la surface spécifique, indépendante de la porosité et proportionnelle au volume solide : ce n'est qu'une approximation, puisque le solide n'est pas en suspension, et que, au contraire les contacts entre les particules empêchent la fixation en ces points.

Pour JACQUIN (1965) (30), assimilant le phénomène à un dépôt en couche uniforme, la surface d'adsorption varierait comme l'aire latérale des particules, donc avec le carré de leur diamètre, tandis que la porosité comme leur volume, donc avec le cube du diamètre. On aurait, pour deux états différents 1 et 2 :

$$\frac{S_2}{S_1} = \left[\sqrt[3]{\frac{P_2}{P_1}}\right]^2 = \left[\frac{P_2}{P_1}\right]^{2/3}$$

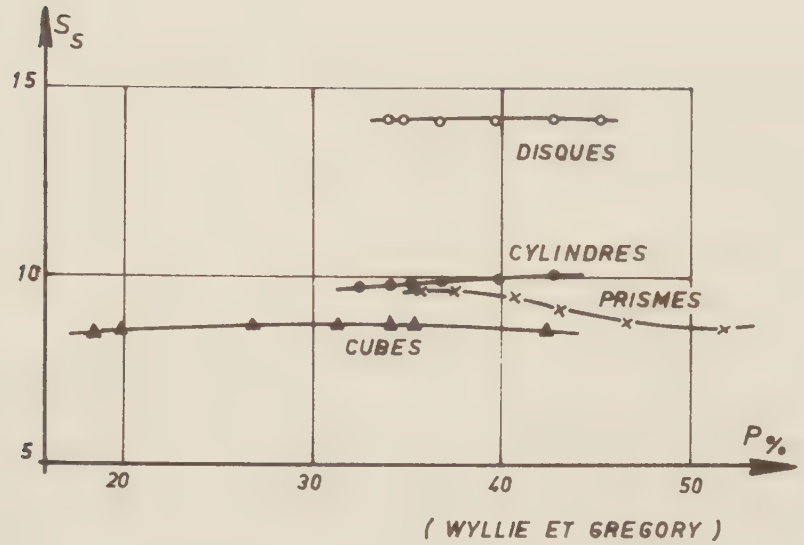
Il y aurait donc une variation de la surface de dépôt avec la porosité. Ce fait n'a pas été vérifié et au contraire, les essais de WYLLIE et GREGORY+ montrent que la surface spécifique varie très peu en fonction de la porosité, quelle que soit la forme des particules (figure 10)

Toutes choses égales par ailleurs, et comme le fait remarquer CARMAN (infra, III.3.b) la surface de dépôt (ou d'adsorption)est proportionnelle au volume solide, donc à (1 - P) ainsi que le volume d'eau adsorbé. D'où une expression de la porosité cinématique :

$$\mathcal{P} = P - a(1 - P)$$

a étant le facteur de rétention, proportionnel à la fois à la surface spécifique par unité de volume et à l'épaisseur de la couche d'eau fixée.

+ cité par JACQUIN : Fluid Flow through Unconsolidated Porous Aggregates. Ind. and Ing. Chem. Juillet 1955 p 1379-1388



VARIATION DE LA SURFACE SPECIFIQUE EN FONCTION DE LA POROSITE POUR DIVERSES FORMES DES PARTICULES

Figure 10

Les relations entre la perméabilité et la porosité sont complexes : s'il est évident qu'elles varient dans le même sens, il faut cependant dépasser l'étude isolée du liquide ou du filtre pour obtenir plus de précision, en étudiant le phénomène de filtration, c'est-à-dire celui de l'écoulement d'un liquide dans des canaux. C'est là un problème d'hydraulique que nous pourrons résoudre en utilisant les variables de l'hydraulique.

III.2.g. L'ORIENTATION DES PARTICULES

Nous avons vu que les particules élémentaires d'argile sont de forme très particulière ; il est donc évident que celle des canalicules dépendra de leur orientation en même temps que de la dimension des agrégats. A une même dimension des particules et à une même porosité, peuvent correspondre des formes et des orientations différentes des canaux, donc des perméabilités différentes pour l'argile.

La recherche d'un critère directement accessible de ce facteur a conduit à de nombreux essais destinés à obtenir des échantillons semblables. Lors de l'étude de la préparation de l'éprouvette, nous expliquons la méthode que nous avons choisie. Mais depuis quelques années, les spécialistes de la mécanique des sols ont cherché une corrélation entre la quantité d'eau de gâchage (molding water) et la perméabilité. Il est important de rappeler ici ces travaux qui expliquent peut-être les énormes différences entre des mesures de perméabilité faites sur un même matériau, peu satisfaisantes pour l'esprit. Pour cela nous nous fonderons sur la mise au point publiée par une équipe de l'Université de Berkeley dirigée par J.K. MITCHELL (1965) (55).

Les essais ont eu lieu sur des mélanges argileux, donc ne sont pas immédiatement utilisables pour nous. Mais les résultats obtenus sont intéressants et peuvent éclairer certains de nos problèmes.

On sait que la compaction des sols exige un certain travail et on appelle énergie de compactage celle qui est nécessaire pour amener un sol d'un certain état de porosité à un autre. La double couche d'eau adsorbée y joue un rôle majeur (BOUCHE - 8). Ce problème a été étudié de façon précise puisqu'il a une application pratique importante; la confection des ouvrages en terre, par exemple. Il a été ainsi établi que l'énergie de compactage passait par un minimum lorsque la quantité d'eau dans l'échantillon allait en croissant. Ceci peut être dit sous

des formes diverses suivant le paramètre choisi pour représenter le phénomène : densité sèche (ou porosité), énergie de compactage, mode de compactage, etc...

La teneur en eau correspondant à ce point remarquable est variable avec les types de sols, et probablement assez proche de la limite de liquidité. Cette détermination est tout à fait classique en Mécanique des Sols.

LAMBE (1958) (41), (42), a ajouté un fait nouveau en mesurant la perméabilité des éprouvettes de même matériau mais dont la teneur en eau de gâchage variait : il a représenté (figure 11) sur deux graphes accouplés la densité sèche et la perméabilité correspondant à chaque teneur en eau, l'énergie de compactage restant constante. Nous constatons que pour une même densité sèche, c'est -à-dire une même porosité, la perméabilité passe de 1 à 100 suivant le mode de préparation de l'éprouvette. L'explication donnée est la suivante : lorsqu'on malaxe un échantillon ayant une teneur en eau inférieure à l'optimum, les particules s'organisent librement, la dimension des pores s'étale sur une large gamme. Au contraire, pour un échantillon compacté plus humide qu'à l'optimum, les efforts de cisaillement induisent un arrangement presque parallèle des particules qui glissent plus facilement les unes sur les autres, sans que pour cela la densité sèche augmente ; une partie de l'énergie de compactage est absorbée par l'expulsion de l'eau, dès que celle-ci est en quantité supérieure à celle nécessaire pour remplir les vides correspondant à l'optimum.

Les graphes de LAMBE correspondent en fait à des éprouvettes de porosité variable, et l'énergie de compactage nous intéresse peu. Il est plus probant pour nous de nous référer aux essais de MITCHELL (55) et autres qui donnent pour une même porosité la variation de perméabilité (figure 12) en un graphe de forme nettement différente du

précédent. On constate une légère croissance de la perméabilité avec la teneur en eau de gâchage jusqu'à l'optimum, et ensuite une chute brusque et importante qui amène la perméabilité de 2.10^{-6}cm/s à 2.10^{-9}cm/s. Malheureusement, cet essai de perméabilité n'est pas fait à saturation (95 %), ce quine permet pas d'être absolument affirmatif. Mais il semble bien que la seule cause possible de ces écarts soit due à la modification de l'arrangement initial des particules, la porosité étant mise hors de cause : l'anisotropie de la perméabilité serait alors accrue.

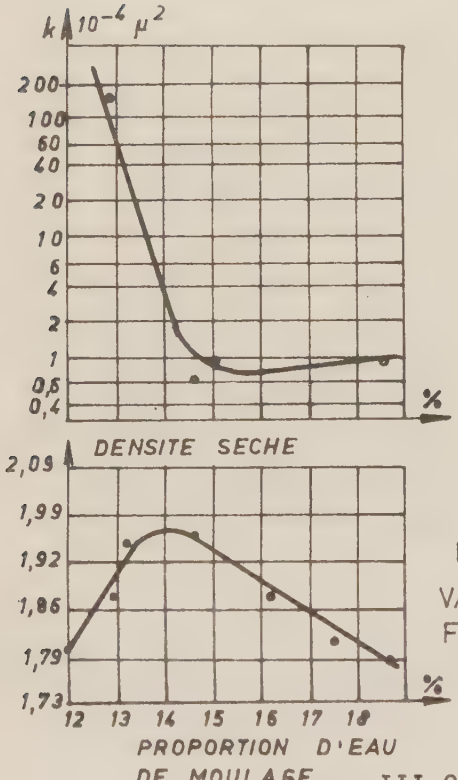


FIG. 11
VARIATION EN FONCTION DU COMPACTAGE

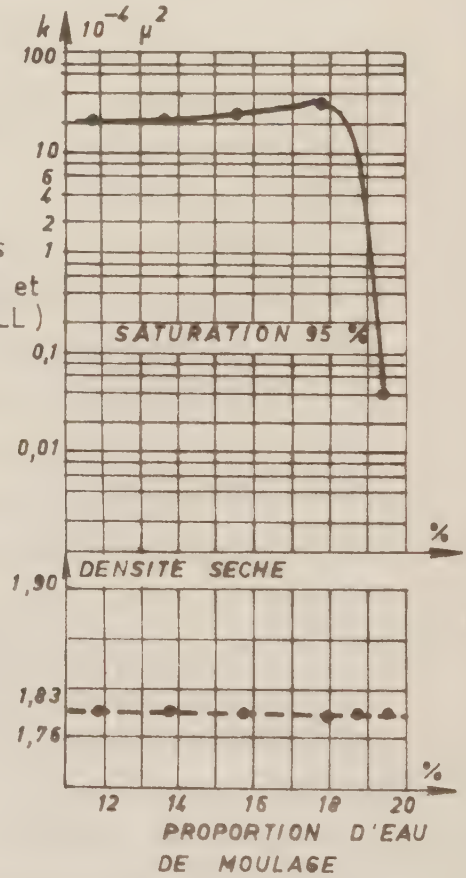


FIG. 12
VARIATION A DENSITE CONSTANTE
(D'aprés LAMBE et MITCHELL)

III.2.h. LE TEMPS

Le temps peut parfois jouer un rôle important sur la perméabilité car c'est un facteur essentiel dans la consolidation des argiles ; on peut rappeler en quelques lignes ce problème lié d'ailleurs à la loi de Darcy.

Lorsqu'un milieu pulvérulent saturé d'eau est soumis à une contrainte de compression mécanique, il trouve en général très rapidement son état d'équilibre ; en effet l'eau se trouve assez vite à la pression correspondant à la loi de l'hydrostatique, tandis que le squelette solide supporte les effets de la contrainte appliquée. Pour cela il suffit que l'eau, pratiquement incompressible, et pouvant seule s'échapper, sorte rapidement de l'échantillon.

L'évacuation d'une partie du volume d'eau permet ainsi la compression du volume total de l'éprouvette de milieu poreux.

Si l'échantillon est argileux, on ne peut plus négliger le temps nécessaire à l'évacuation de cette eau excédentaire, au cours duquel s'établit, à l'intérieur de l'éprouvette, une surpression qui permettra l'expulsion du liquide. L'échantillon est dit entièrement consolidé lorsque la surpression s'annule ; cette consolidation, rapide au début de l'application de la contrainte, se poursuit de plus en plus lentement, suivant une loi exponentielle.

Pour en comprendre le mécanisme, reportons-nous à l'analogie présentée par TERZAGHI (71). Dans un cylindre à fond étanche (figure 13) on place une série de plateaux bien ajustés, percés de quelques orifices de très petit diamètre et séparés par des ressorts, le reste de l'intervalle étant plein d'eau (comme des amortisseurs hydrauliques superposés). On applique brusquement sur le plateau supérieur une pression p . Si les orifices étaient gros, les ressorts s'écraseraient rapidement pour atteindre leur hauteur d'équilibre. Mais il faut pour cela que l'eau s'échappe, alors qu'elle est soumise à une "pression interstitielle" qui passe de la distribution initiale (p à la base, zéro au sommet) à une pression uniformément nulle.

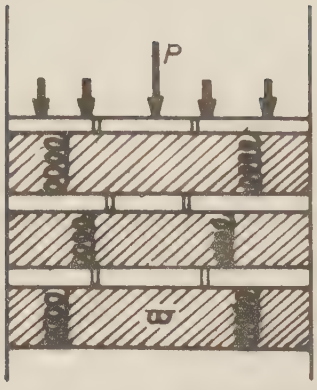


IMAGE DE TERZAGHI

Figure 13

Il est possible de mettre le problème en équation d'une manière générale. A titre d'illustration examinons le cas d'une couche d'argile d'épaisseur 2H, prise entre deux milieux plus perméables (couches sableuses ou pierres poreuses dans l'oedomètre), et où règne la pression atmosphérique. C'est exactement le schéma de notre dispositif expérimental.

On y applique une certaine contrainte p (bâtiment de grandes dimensions, ou charge sur le piston). En prenant le plan horizontal de symétrie comme origine et l'axe des z vertical (figure 14) la pression interstitielle $\bar{\omega}$ sera nulle pour $z = \pm H$, maximale pour $z = 0$, partant de la valeur $\bar{\omega} = p$ pour $t = 0$, et s'annulant au bout d'un temps infini.

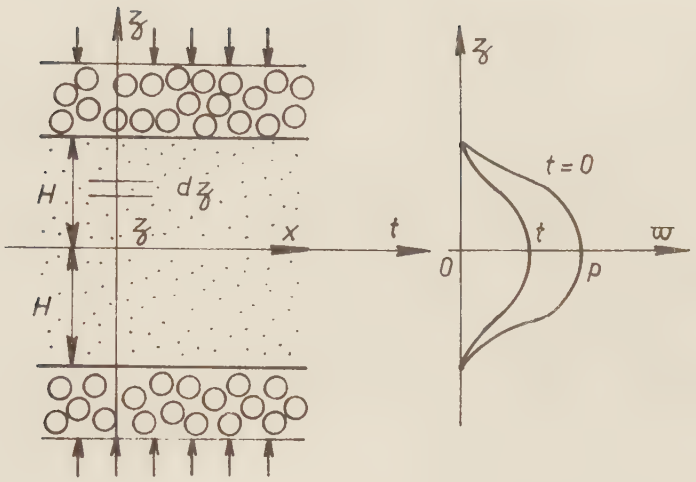


Figure 14

S'il y a dans l'argile un squelette solide, de sable par exemple, il limite l'écrasement de l'éprouvette, car au moment où les grains solides sont au contact, le rôle de l'argile devient accessoire. Par contre, tant qu'ils sont noyés dans la masse argileuse, c'est l'expulsion de l'eau dans le milieu argileux qui est le phénomène prédominant, et nous avons vu qu'il s'agit alors de la réduction du nombre de couches d'eau adsorbées, et d'une modification de l'arrangement des particules.

Dans un milieu argileux homogène, et saturé, la notion de squelette argileux n'est pas très nette , puisque les particules sont séparées par des couches d'eau plus ou moins liées.

Soit S la section constante du milieu. Un élément de volume, situé à la côte z et d'épaisseur Δz, aura une pression interstitielle $\bar{\omega}$, fonction à la fois de la cote et du temps : $\bar{\omega} = f(z, t)$. Nous supposerons que, par symétrie, l'écoulement est vertical, Nous négligerons la compressibilité de l'eau et des grains d'argile, mais nous tiendrons compte du module vertical de déformation. Celui-ci est comparable au module de YOUNG pour les solides, E, tel que le volume élémentaire $S \cdot \Delta z$, soumis à la pression $\bar{\omega}$ dont la variation pendant le temps Δt est $\frac{\partial \bar{\omega}}{\partial t} \cdot \Delta t$, subit une diminution de :

$$S.\Delta z \cdot \frac{1}{E} \cdot \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial t} .\Delta t$$

correspondant uniquement à la variation de porosité, différence de volume entre l'eau expulsée et l'eau reçue. Ces quantités, ou plutôt cette différence peut être calculée à partir de la loi de Darcy, qui s'écrit ici :

$$V = \frac{K}{\rho \cdot g} \frac{\Delta \bar{\omega}}{\Delta z} \quad \text{avec} \quad \Delta\bar{\omega} = \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial z} \Delta z$$

le volume d'eau débité pendant le temps Δt à la hauteur z est $S.V.\Delta t$, et sa variation entre z et $z + \Delta z$

$$S \cdot \frac{\partial V}{\partial z} .\Delta z .\Delta t = S \cdot \frac{K}{\rho.g} \cdot \frac{\partial^2\bar{\omega}}{\partial z^2} .\Delta z .\Delta t$$

d'où en égalant l'expression ainsi trouvée à la précédente :

$$\frac{\partial \bar{\omega}}{\partial t} = \frac{E.K}{\rho.g} \frac{\partial^2\bar{\omega}}{\partial z^2}$$

On reconnaît ici l'équation de la chaleur : on ne s'en étonnera pas, puisqu'il s'agit ici aussi d'un mouvement axial régi par une loi de proportionnalité à un gradient. On sait alors que si E et K sont des constantes, compte tenu de la géométrie du domaine étudié à frontières à distance finie, les intégrales sont des séries de Fourier. Ces circonstances simples sont rares : la consolidation est, comme nous l'avons vu, une diminution de la porosité qui se traduit par une diminution correspondante de perméabilité , que l'on ignore ; de plus, le gradient hydraulique est donné (figure 14) par la tangente à la courbe $\overline{\omega} = f(z)$. Quelle que soit sa forme réelle, il est visible qu'elle s'écrase avec le temps, et que les gradients initiaux sont faibles seulement au milieu du massif , puis le deviennent partout, diminuant aussi la perméabilité. Ces deux facteurs sont concomitants, et tendent à amoindrir le facteur $c = \frac{E \cdot K}{\rho \cdot g}$ qu'on appelle coefficient de consolidation. On ne sait rien sur les variations de E.

En fait, la consolidation complète n'est pas possible puisqu'elle demanderait un temps inifni. Aussi , on se limite plutôt à calculer le temps nécessaire pour obtenir un certain degré de consolidation défini par $U = \frac{p - \varpi}{p}$ donné par un graphe fonction d'un autre facteur sans dimension lié au temps, soit $T = \frac{E \cdot K}{H^2} \cdot t$.

III. 3. PARAMETRES INTRODUITS PAR L'HYDRAULIQUE

Le passage du problème statique au problème dynamique entraîne la mise en évidence de nouveaux paramètres. Par exemple, l'écoulement d'un liquide dans une conduite est fonction des caractéristiques propres de l'un et de l'autre, mais également, comme le montre l'étude expérimentale, de son "régime" d'écoulement caractérisé par les valeurs relatives, et non seulement absolues, des facteurs qui le régissent.

III.3.a. DEFINITION DES DIAMETRES EQUIVALENTS

Nous avons été conduits à la loi de Darcy par deux voies théoriques différentes : la première par l'équation générale en tenant compte que les vitesses de filtration sont très faibles, ce qui ne permet pas une recherche plus approfondie du problème; la seconde par l'étude d'un écoulement visqueux dans un tube cylindrique , permettant elle l'établissement de modèles complexes.

Considérant un écoulement dans un milieu composé de n tubes capillaires rectilignes identiques , de diamètre D, nous avons pu écrire la vitesse moyenne $\overline{V}$ en fonction du gradient de pression piézométrique :

$$\frac{\Delta p}{\Delta x} \quad \text{tel que} \qquad p = p + \rho g z$$

$$\overline{V} = P \frac{D^2}{32\mu} \frac{\Delta p}{\Delta x}$$

ou pour revenir au gradient hydraulique J :

$$\overline{V} = \frac{\rho \cdot g}{32\ \mu} \cdot P \cdot D^2 \cdot J \qquad \text{(III.1)}$$

En tenant compte de la tortuosité τ des conduits, on a

$$\overline{V}^{+} = \frac{\rho \cdot g}{32\ \mu} \frac{P}{\tau} \cdot D^2 \cdot J$$

où le coefficient de J est le coefficient K de Darcy, tandis que la perméabilité géométrique serait la partie indépendante des caractéristiques du liquide :

$$k = \frac{P \cdot D^2}{32\ \tau}$$

BOUSSINESQ a calculé la valeur de la vitesse $\overline{V}$ pour des conduits prismatiques à section circulaire ou non, d'aire σ. En l'écrivant sous la forme : $\overline{V} = m \cdot \frac{\sigma}{\mu} \cdot \rho g J$, il trouve pour le coefficient numérique m les valeurs indiquées dans le tableau suivant :

	m	Dg	De	Dh
Cercle Diamètre D	1/8 π	D	D	D
Carré Côté a	0,0351	1,128 a	1,092 a	a
Triangle équilatéral	1,20 $\sqrt{3}$	0,742 a	0,685 a	0,577 a

Mais le problème n'est pas résolu pour autant, puisque généralement la forme de la section réelle n'est pas déterminable. D'où la nécessité de définir un diamètre moyen équivalent $\overline{D}$, qui permettrait d'employer la formule de Poiseuille ; on a pu utiliser :

- un diamètre équivalent géométrique, celui du cercle dont l'aire est celle σ de la section droite des canalicules :

$$D_g = \sqrt{\frac{4\sigma}{\pi}}$$

- un diamètre équivalent hydrodynamique, celui d'une section circulaire qui donnerait le même débit Q pour la même perte de charge J :

$$D_e^4 = \frac{128}{\pi} \cdot \frac{\nu}{g} \cdot \frac{Q}{J}$$

- un diamètre hydraulique basé sur la notion de rayon hydraulique - rapport de la section droite au périmètre de la conduite mais ici sous la forme :

$$D_h = \frac{4\,\sigma}{p}$$

On peut aisément avoir la valeur de chacun de ces diamètres pour des formes régulières. Les valeurs indiquées sur le tableau montrent qu'ils décroissent dans l'ordre où ils sont cités et il est à présumer qu'il en sera ainsi pour une forme quelconque. Comme les extrêmes sont faciles à calculer, alors que le diamètre équivalent hydrodynamique serait le plus logique, on peut supposer qu'il est borné par les deux autres qui en sont deux valeurs approchées.

Dès que l'on s'éloigne des modèles géométriques qui pourraient nous donner l'équation de mouvement, pourpasser aux milieux réels, nous devons chercher une solution au problème en ne faisant intervenir que des valeurs globales mesurables par des procédés physiques. Il s'agira principalement de la porosité du filtre, et de la surface spécifique du solide qui le constitue.

Par exemple, le diamètre hydraulique permet d'écrire, en considérant une longueur dx de filtre, la relation :

$$D_h = \frac{4\,\sigma}{p} = \frac{4\sigma\,dx}{p\,.\,dx}$$

On reconnaît au numérateur le volume du liquide, égal au volume des vides si le milieu est saturé, et à la porosité P pour un volume unitaire ; le dénominateur est la surface latérale, donc la surface par unité de volume du filtre, S_v . On a donc :

$$D_h = 4\,P/S_v$$

On peut remarquer, avec CARMAN, que la surface par unité de volume du filtre est proportionnelle au volume de la partie solide, c'est-à-dire à (1 - P), et à la surface par unité de volume du solide S_s qui est une surface spécifique du matériau :

$$S_v = S_s (1 - P)$$

d'où la nouvelle écriture :

$$D_h = \frac{4}{S_s} \cdot \frac{P}{1 - P}$$

Il est moins commode de faire un calcul de même type pour le diamètre géométrique équivalent, mais on prendra un milieu composé de billes d'égal diamètre d arrangées suivant le système cubique par exemple. Le calcul direct montre que dans ce cas, on peut écrire :

$$D_g = C \cdot \frac{\sqrt{P}}{\sqrt[3]{1 - P}} \cdot d$$

Ces calculs supposent que toute l'eau qui sature le filtre entre dans le mouvement. Or, il est à présumer que, dans certains cas, une partie de l'eau n'entre pas dans la circulation générale, soit du fait de la géométrie du filtre, soit plus souvent à cause des propriétés d'adsorption des argiles, une couche d'eau étant pratiquement cristallisée (eau semi-cristalline) et une autre liée de façon moindre. Bien que la répartition des actions de surface ne soit pas uniforme, on peut donner une première approximation pour une couche d'eau d'épaisseur constante ε qui entourerait les particules dont la surface par unité de volume est $S_s (1 - P)$. Il ne resterait alors

en circulation que la part correspondant à la porosité cinématique, ou utile, $\mathcal{P}$, telle que :

$$\mathcal{P} = P - a\,(1 - P) \qquad \text{(III.5)}$$

où le facteur de rétention $a = \varepsilon \cdot S_s$

Dans cette hypothèse, les dimaètres équivalents s'écriraient de la façon suivante :

$$D_h = \frac{4}{S_s} \cdot \frac{\mathcal{P}}{1 - P}$$

$$D_g = C \cdot \frac{\sqrt{\mathcal{P}}}{\sqrt[3]{1-P}} \cdot d$$

Portons maintenant ces valeurs du diamètre équivalent dans l'équation donnant la perméabilité géométrique :

$$k = \frac{\mathcal{P}}{32\tau} \cdot D^2$$

on a en utilisant le diamètre hydraulique :

$$k = \frac{1}{8\,\tau} \cdot \frac{\mathcal{P}^3}{(1-P)^2} \cdot \frac{1}{S_s^2}$$

A quelques détails près, on retrouve la formule de KOZENY-CARMAN. En effet, KOZENY (1927) a calculé directement la vitesse d'écoulement dans des conduits de forme diverse, et a étendu à un ensemble de canalicules les résultats obtenus, d'où une formule plus générale en principe, mais qu'on retrouve souvent établie à partir de modèles simplifiés (faisceaux de capillaires, tas de sphères). La perméabilité géométrique s'écrit :

$$k = c \cdot \frac{P^3}{S_v^2}$$

où c est une constante dépendant de la forme de la canalisation, mais somme toute peu variable, puisqu'elle vaut 0,5 pour le cercle, 0,562 pour le carré, 0,597 pour le triangle équilatéral, 0,66 pour un canal plat. Pour permettre une meilleure adaptation à l'expérience, on lui adjoint la tortuosité qui n'intervient pas dans la théorie.

CARMAN a introduit la surface spécifique par unité de volume du solide à la place de celle du filtre, car c'est une valeur facilement mesurable, une constante du matériau ; il arrive à l'expression :

$$k = \frac{c}{S_s^2} \cdot \frac{P^3}{(1 - P)^2} \qquad \text{(III.6)}$$

mais les vérifications expérimentales donnent à c la valeur 0,2 au lieu d'environ 0,5 pour KOZENY.

La porosité cinématique a été introduite avec des points de vue différents, selon qu'on considère la rétention géométrique (BOUSSINESQ) ou celle due aux effets de surface (ZUNKER, et moins nettement TERZAGHI et IRMAY).

L'utilisation du diamètre équivalent géométrique au lieu du diamètre hydraulique donne une perméabilité géométrique de la forme de :

$$k = \frac{\mathscr{P}}{32} \cdot c^2 \cdot \frac{\mathscr{P}}{\sqrt[3]{(1-P)^2}} \cdot d^2$$

qui est à peu près la formule de TERZAGHI (1925) (71) où le facteur a (1-P) est pris constant et égal à 0,13 puisque TERZAGHI propose la relation :

$$k = c \cdot \left[\frac{P - 0,13}{\sqrt[3]{1 - P}} \right]^2 \cdot d_{10}^2$$

Il existe bien entendu d'autres théories basées sur d'autres considérations, comme par exemple les théories statistiques Mais les formules qu'elles donnent nécessitent la connaissance de données encore plus difficiles à déterminer que les précédentes, et les expressions sont généralement plus compliquées. Leur introduction ne ferait probablement que compliquer le problème.

TABLEAU DES FORMULES DONNANT LA PERMEABILITE GEOMETRIQUE k OU LE COEFFICIENT DE DARCY K	
FORMULES EMPIRIQUES	
SCHLICHTER	plusieurs formules de 1889 à 1895 dont : $k = c \cdot d_{10}^2 \cdot P^{3,3}$
Allen HAZEN	(1895) pour P = 0,45, $k = 116\ d_{10}^2$ modifiée par American Society of Civil Engineers (1934) $k = 150\ d_{10}^2\ (\frac{P}{0,45})^6 = 1,8 .10^4 . d_{10}^2\ P^6$
MAVIS et WILSEY (1936)	$k = c . P^5$ ou $c . P^6$
CASGRANDE (d'après Terzaghi)	$k = 1,4\ P^2 . k_o$ $k_{(P-0,85)} = k_o$
ROSE (1945 à 1949) - pour mémoire, car les formules utilisent des abaques adimensionnels.	
SCHNEEBELI	(1966) - évaluation sommaire : $k = 10^{-3} . d_{10}^2$ ou $K_{cm/s} = 100\ d_{10}^2{}_{cm}$

FORMULES BASEES SUR UN RAISONNEMENT MATHEMATIQUE

BAKHMETEFF (1937) - analyse dimensionnelle :

$$k = c \cdot d^2 \cdot P^{4/3}$$

KOZENY (1927) - rayon hydraulique :

$$k = c \cdot \frac{P^3}{S^2} \qquad c = 0{,}5$$

FAIR et HATCH (1933) - rayon hydraulique

filtre stratifié :

$$k = \frac{4{,}7}{5} \cdot 10^{-5} \cdot \frac{P^3}{(1-P)^2} \cdot \frac{1}{\Sigma \frac{\Delta y}{d^2}}$$

Δy = pourcentage en masse de grains de diamètre d

filtre non stratifié :

$$k = \frac{4{,}7}{5} \cdot 10^{-5} \cdot \frac{P^3}{(1-P)^2} \cdot \frac{1}{\left[\Sigma \frac{\Delta y}{d}\right]^2}$$

CARMAN (1937)

$$k = \frac{P^3}{5 \cdot S_s^2 \cdot (1-P)^2}$$

ZUNKER (1930)

$$k = \frac{C}{72} \cdot \left[\frac{P}{1-P}\right]^2 \left[\frac{1}{S^2}\right]$$

TERZAGHI (1925) - diamètre équivalent géométrique

$$k = c \left[\frac{P - 0{,}13}{\sqrt[3]{1-P}}\right]^2 \cdot d_{10}^2$$

IRMAY (1954-1956)-P_o étant la porosité ineffective ou eau de chambranle

$$k = c.d_{10}^2 \cdot \frac{(P - P_o)^3}{(1-P)^2}$$

JACQUIN (1965)

$$k = \frac{c}{S^2} \cdot P^5 \quad \text{et} \quad k = \frac{c}{S_s^2} \cdot \frac{P^5}{(1-P)^2}$$

III.3.b. LA TORTUOSITE

Nous avons pratiquement négligé jusqu'ici le facteur "tortuosité" qui est pourtant représentatif de la géométrie de l'échantillon. Suivant les auteurs, elle est définie comme le rapport τ de la longueur l_e du trajet réel des particules à celle l mesurée dans le sens de l'écoulement moye, ou comme le carré T de cette quantité.

Quoiqu'il ne s'agisse pas du thème type de phénomène, puisque dans un cas l'opérateur est celui de Laplace $\nabla^2 \emptyset = 0$, et dans l'autre celui de Navier $\nabla^4 \emptyset = 0$, on a l'habitude d'évaluer la "tortuosité" par des mesures électriques. Soit R_t la résistance d'un échantillon saturé par un électrolyte de résistivité ρ, et R_{el} celle d'un volume de cet électrolyte identique à celui de l'échantillon mesuré. On définit le facteur de tortuosité F par le rapport :

$$F = \frac{R_t}{R_{el}}$$

on a évidemment :

$$R_t = \rho \frac{l_e}{P \cdot A} \quad \text{et} \quad R_{el} = \rho \cdot \frac{l}{A}$$

A étant la section de l'éprouvette, et

$$F = \frac{l_e}{P \cdot l} = \frac{\tau}{P}$$

L'expérience montre que F est une fonction de P de la forme :

$$F = a \cdot P^{-m}$$

où a est proche de 1 et m proche de 2. On a donc :

$$F \simeq P^{-2} \quad \text{donc} \quad \tau \simeq P^{-1} \quad \text{et} \quad T \simeq P^{-2}$$

Dans la mesure où, dans la formule de KOZENY-CARMAN, la tortuosité a bien le sens que nous lui attribuons et n'est pas un simple artifice perme-ttant de faire coïncider la formule avec les résultats expérimentaux, comme le pense SCHEIDEGGER (63), nous pouvons lui donner , par exemple, la forme suivante :

$$k = c. \frac{P^3}{T \cdot S^2} = \frac{c}{S^2} \cdot P^5 \quad \text{(JACQUIN,1965, (30)}$$

ou encore

$$k = \frac{c}{S_S^2} \cdot \frac{P^5}{(1 - P)^2}$$

Le choix de τ au lieu de T nous aurait donné un terme en P^4 au numérateur. Dans ces conditions, il estclair que seule l'expérience nous permettra de choisir entre ces diverses formes , celle qui se rapprochera le plus des résultats obtenus, puisqu'il ne paraît pas prudent de faire un choix préalable.

III. 4. CONTESTATION DE LA LOI DE DARCY

Si nous nous bornons à l'étude des milieux argileux saturés, il apparaît rapidement que le domaine de variation des vitesses moyennes est limité supérieurement par les phénomènes de dispersion et d'entraînement qui ne manquent pas de se produire, surtout s'il n'existe pas de frein à l'évasion des particules d'argile (filtre assez fin pour les retenir, constitué de grains dont la dimension croît progressivement). L'écoulement laminaire est donc de règle, comme on peut le vérifier sur l'exemple (III.3.a) étudié plus haut. Prenons comme nombre de Reynolds critique la valeur $R_e = 1000$, et calculons la vitesse et le gradient hydraulique correspondant à une perméabilité $K = 2.10^{-7}$ cm/s. Nous avons déterminé la valeur du diamètre caractéristique $D = 0,1\mu$ et $\nu = 10^{-2}$ cm^2/s.

Puisque $R_e = \frac{V \cdot D}{\nu}$ pour le nombre de Reynolds critique on obtient $1000 = 10^2 . 10^{-5} . V$.

Il en résulte une vitesse de filtration de 10^6 cm/s, vitesse énorme impossible à atteindre. Nous laisserons donc de côté la recherche d'une borne supérieure de l'intervalle de variation des vitesses, et seule la zone des faibles gradients retiendra notre attention.

La contestation de la loi de Darcy (1856) a commencé assez tard. KING (1898) signale des anomalies. Mais les conditions d'observation sont telles qu'il est possible de les leur attribuer. HUBBERT (1940) la juge applicable, MUSKAT (1946) ne soulève même pas le problème. HUGUES (1946) n'a rien remarqué pour les sables, par contre, ZUNKER (1932) indique que la formule de KOZENY n'est pas applicable aux argiles, estimant qu'au voisinage des grains le liquide est immobilisé. Ce n'est que vers 1954 que paraissent des publications signalant des anomalies dans l'écoulement de l'eau dans les grès. Par la suite, les publications s'accumulent (synthèse de SCHWARTZENDRUBER, 1967, (70)), sans que d'ailleurs l'accord se fasse sur l'allure réelle du phénomène, et encore moins sur son explication. Tout dernièrement (1968), KUTILEK (40) affirme que le problème n'est toujours pas résolu.

OLSEN (1965) (58) puis KUTILEK (1968) (40), ont recensé les écarts constatés. Le premier indique six classes, le second douze, et cependant ils omettent le cas signalé d'une circulation à gradient hydraulique moteur nul mais où le mouvement est provoqué par le potentiel osmotique dû à la dissolution dans l'eau de filtrage de sels arrachés à l'argile. (LOW 1955, JACKSON 1967, repris par MILLER et autres 1969 (54).

Le fait est assez remarquable que KUTILEK ait pu tracer douze graphes $v(J)$ représentatifs des écarts constatés et leur donner une explication acceptable en restant dans le cadre de la loi de Darcy,

les mettant au compte de l'anormalité des liquides quand ils ne pouvaient être expliqués autrement. Nous allons reprendre maintenant de plus près les résultats obtenus et les critiques faites.

III.4.a. VALIDITE DE LA LOI DE DARCY

La confirmation de la validité de la loi de Darcy ne peut être obtenue que par la mise en évidence de causes d'erreurs qui auraient entâché les résultats contraires et surtout par de nouvelles expériences qui donneraient des résultats favorables. C'est ce qu'a fait OLSEN (54).

Etudiant les résultats antérieurs et les procédés de mesure qui avaient permis de les obtenir, OLSEN a remarqué que les mesures de débits se faisaient le plus souvent par la mesure du déplacement d'un ménisque dans un tube capillaire horizontal. Il a montré, en tenant compte de la variation de l'angle de raccordement entre le ménisque et le tube, et suivant l'état de propreté du verre, que l'erreur était supérieure à l'écart constaté.

Partant de la formule de JANIN et des travaux de SMITH et CRANE, il évalue - pour une bulle d'air circulant dans un capillaire, donc pour deux surfaces de séparation - la différence de pression due aux effets de la tension superficielle à :

$$\Delta P = \rho \cdot g \cdot \Delta H = \frac{4}{d} (\cos \theta_b - \cos \theta_a)\sigma$$

où d est le diamètre du capillaire, θ_b et θ_a les angles de contact des deux ménisques avec la paroi du tube et σ la tension superficielle. Les mesures effectuées lui donnent pour la quantité :

$$Z = \sigma (\cos \theta_b - \cos \theta_a)$$

une valeur maximale $Z = 47$ dynes/cm.

Il constate alors que les écarts signalés par les divers auteurs sont le plus souvent du même ordre de grandeur que l'erreur entraînée par la souillure du tube capillaire provoquée par l'air du Laboratoire ou l'eau de filtrage.

Toute variation de la forme du ménisque du fait de l'état de surface du capillaire ou du diamètre de celui-ci se traduitdonc par une variation dans la pression réelle à la surface de l'éprouvette, et on ne peut considérer que l'axe de ce tube horizontal est le niveau de la surface piézométrique du liquide, ni même à une distance constante de ce niveau virtuel. Pour éliminer les effets de la tension superficielle, il faut lire directement la pression, et en évitant les tubes monométriques fins, car le même phénomène s'y reproduirait.

L'objection est certes intéressante, et en principe valable. On peut cependant considérer que l'état des surfaces ne change pas beaucoup d'une mesure à l'autre, et il est possible par la répétition des mesures dans un ordre quelconque de vérifier l'importance de cette cause d'erreur, et si elle suffit à expliquer les écarts constatés.

OLSEN ne s'est pas borné à la critique : il a également expérimenté sur du kaolin, avec un appareillage de qualité, en éliminant les ménisques (sauf un). Il semble avoir prouvé la validité de la loi de Darcy, même sous de faibles gradients. Nous avons refait les mesures avec un matériel semblable, et nous le décrirons plus loin.

Dans le même sens, KUTILEK (1969) (40), après une analyse des résultats qu'il a lui-même obtenus expérimentalement, ou qui ont été publiés ailleurs, cherche d'autres facteurs pouvant provoquer des écarts à la loi de Darcy sans toutefois la mettre réellement en cause. Pour celà, il classe en trois groupes les douze graphes V (J) auxquels nous avons

ajouté celui correspondant à la loi de Darcy et un autre au cas d'un écoulement à gradient nul, qu'il n'a pas cité (figure 15).

Dans le premier (a à f) la vitesse croît plus que proportionnellement au gradient, et les écarts sont attribués au comportement rhéologique de l'eau du sol, ou au potentiel osmotique. Dans le second groupe (g à j) la courbure est inversée ; il correspond aux cas où la géométrie de l'échantillon se modifie. Le troisième est un mélange des deux précédents (k et l).

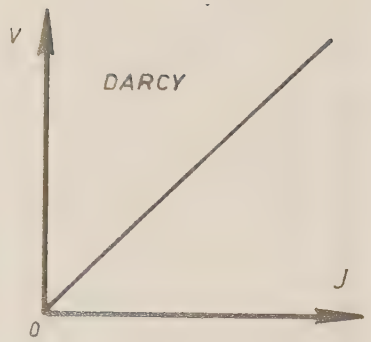
Quant aux causes précises des erreurs expérimentales, il en voit sept types :

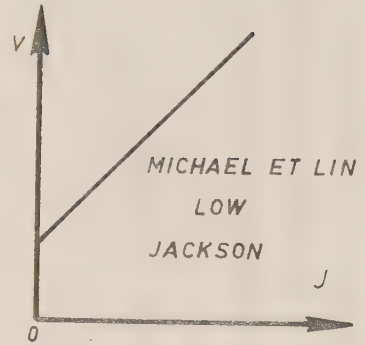
1. Le gonflement des échantillons insuffisamment humides lors de leur introduction dans l'appareil ; ou encore l'entraînement des parties fines hors de l'échantillon. Ces deux cas augmentent la porosité, et font partie du premier groupe (à condition que les essais aient lieu à gradient croissant : il suffit d'une seconde série pour vérifier ou de modifier l'ordre des mesures à gradients croissant et décroissant alternativement).

2. Les particules les plus fines peuvent s'évader, mais leur seul déplacement provoque une diminution de la perméabilité. Comme dans le cas précédent, c'est le temps, plus que le gradient, qui est la variable essentielle.

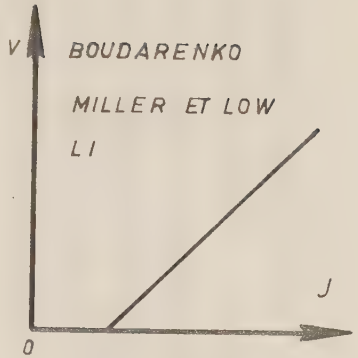
3. Une infime quantité d'air peut rester piégée dans l'éprouvette, ou être introduite par l'eau ; si on ne prend pas la précaution de la désaérer.

4. Dans certains cas, des bactéries peuvent se développer dans l'éprouvette, lors d'essais de longue durée, ce qui provoque une diminution de la porosité.

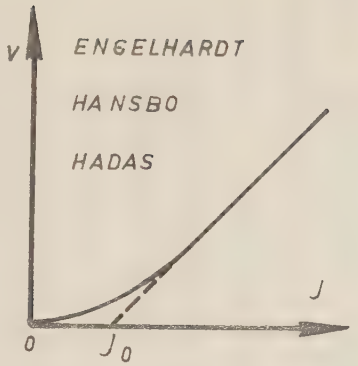




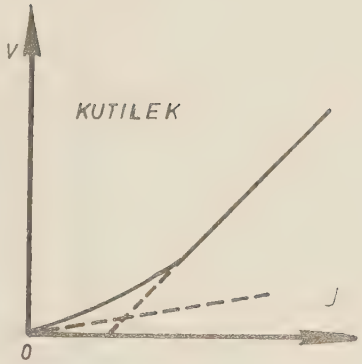
g'



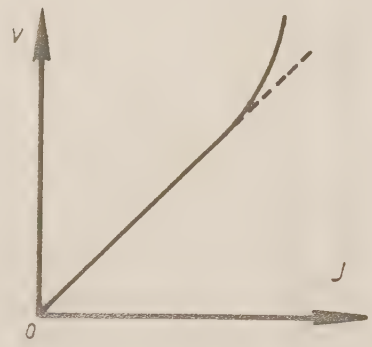
Groupe I-a



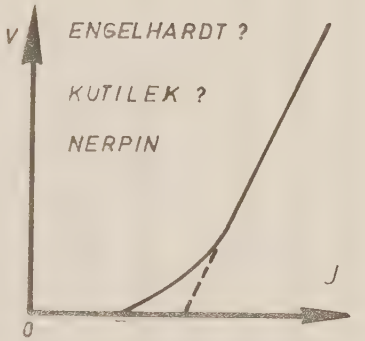
I - b



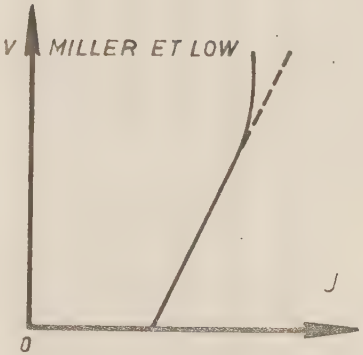
I - c



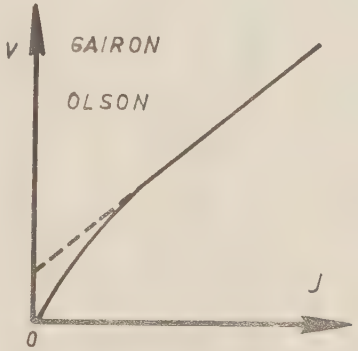
I - d



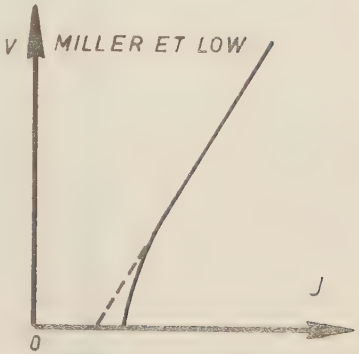
I - e



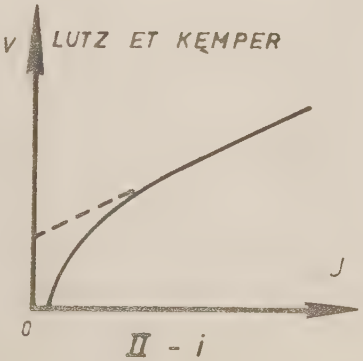
I - f



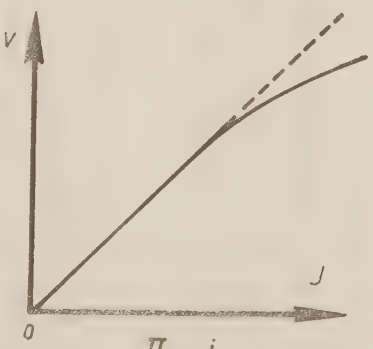
Groupe II - g



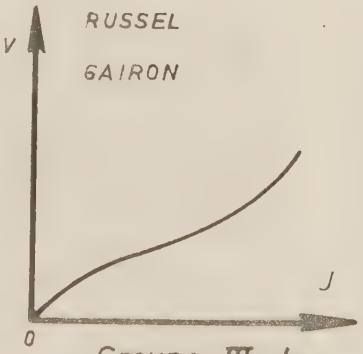
II - h



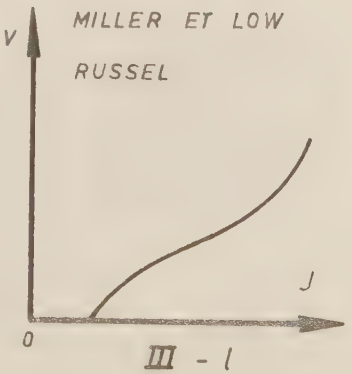
II - i



II - j



Groupe III - k



III - l

GRAPHES DE KUTILEK

FIG 15

5. Si on ajoute du phénol à l'eau de percolation pour la rendre antiseptique, les cations organiques transforment le contact eau-argile.

6. Les instruments de mesure ont leur action propre, comme l'a signalé OLSEN.

7. Dans le cas d'échantillons non saturés, ou de mouvement transitoire, on trouve les mêmes causes d'erreurs accentuées par le déplacement des particules qui modifie la géométrie du filtre.

Cependant, les propres expériences de KUTILEK mettent en doute la loi de Darcy à sa limite inférieure. On est donc amené à étudier sérieusement les autres théories : qu'on puisse tout expliquer par la possibilité d'erreurs expérimentales n'est pas une preuve de ces erreurs, et chaque chercheur ne peut donner que son interprétation des mesures qu'il a faites.

Devant une réalité expérimentale deux positions sont possibles : on peut, soit chercher une formulation qui rende compte simplement de la totalité des résultats obtenus sans insister pour avoir une interprétation rationnelle du phénomène, soit au contraire construire à partir des faits constatés un édifice logique basé sur des connaissances confirmées, et ajuster ensuite en agissant sur les paramètres disponibles la fonction obtenue aux résultats expérimentaux. On trouvera donc ces deux types de formules et autant "d'explications" que de types de déviations constatées.

III.4.b. EXISTENCE D'UN SEUIL

Parmi les graphes V (J) un certain nombre ne passe pas par l'origine : leurs prolongements intuitifs ou eux-mêmes coupent l'axe des vitesses en des points de côte positive ou négative.

S'il existe un point de gradient hydraulique moteur nul, (cas g' de la figure 15) où cependant le débit n'est pas nul, c'est que d'autres facteurs indépendants de l'hydraulique interviennent. Nous avons cité le gradient osmotique, dû à des variations de concentration en sels dissous, mais il peut en exister d'autres, thermiques ou électriques puisqu'on ne peut concevoir de mouvement sans force motrice (LOW, 1955 ; JACSKON, 1967 ; MILLER et collaborateurs ,1969).

Dans le second cas, plus fréquemment cité, la vitesse reste nulle jusqu'à la valeur J_o du gradient hydraulique, c'est-à-dire que le filtre ne commence à débiter qu'à partir de cette valeur limite du gradient. Ce "seuil" semble avoir été signalé plusieurs fois. KUTILEK cite MILLER et LOW (1963) (53), DAVIDSON (1963), NERPIN et TCHUDNOVSKIY (1967). Nous ajouterons BONDARENKO et NERPIN, (1964) (6), à qui nous emprunterons l'interprétation théorique.

Elle est fondée sur l'assertion que l'eau dans les capillaires n'est plus un liquide newtonien. Cette idée n'est pas nouvelle, et LOW (1961) (45) semble avoir démontré queles molécules d'eau au voisinage des argiles prennent un arrangement particulier qu'il nomme quasi-cristallin. Mais BONDARENKO et NERPIN l'assimilent à un corps de BINGHAM - ce qui introduit de façon rationnelle la notion de seuil - et ils déterminent la vitesse de filtration en appliquant la formule de BUCKINGHAM (I.3.d) (figure 4) :

$$\overline{V}_o = K_o \cdot J \left[\frac{1}{3} \left(\frac{J_o}{J}\right)^4 - \frac{4}{4} \frac{J_o}{J} + 1 \right] \quad (I.8)$$

où K_o est la perméabilité du liquide newtonien lié de façon évidente à la perméabilité réelle par :

$$K = K_o \left[\frac{1}{3} \left(\frac{J_o}{J}\right)^4 - \frac{4}{3} \frac{J_o}{J} + 1 \right] \quad (III.7)$$

Pour appuyer leur théorie, BONDARENKO et NERPIN font état d'essais sur capillaires de verre, céramique et autres milieux poreux non précisés (de l'argile seulement pour un essai d'électro-osmose), donc précisément des matériaux sur lesquels on n'avait rien remarqué jusqu'alors ; ils indiquent aussi une dissymétrie dans l'écoulement (puisqu'il dépend du sens de filtration) qu'ils attribuent à un gradient de concentration dans le liquide, provoquant son "glissement" sur les parois, par une distribution diffusive des ions près de la surface solide.

Que l'eau en milieu argileux, et surtout au voisinage des parois ne soit pas un liquide newtonien, on peut aisément l'admettre. Ilest possible que l'on retrouve ces propriétés de contact dans d'autres matériaux, mais on peut surtout faire grief à cette théorie d'attribuer un comportement anormal à l'eau loin des parois, en considérant qu'elle se déplace comme un piston.

C'est probablement pour cette raison que KOVACS (1969) (35) introduit dans le modèle du fluide de Bingham (figure 16) un effort tranchant statique inversement prpportionnel à la distance à la paroi, ce qui corrige le point apparemment litigieux de la théorie précédente, en conservant l'hypothèse du seuil. Il obtient alors la formule suivante où les symboles sont ceux de I.3.d :

$$V = \frac{J.\rho.g}{4.\nu} R^2 \left\{ \left(\frac{r_o}{r}\right)^2 - \left(\frac{r}{R}\right)^2 - 2\,\frac{J_o}{J}\left[\frac{r_o}{R}\,\mathrm{ArgTh}\frac{r_o}{R} - \frac{r}{R}\,\mathrm{ArgTh}\frac{r}{R} + \frac{1}{2} L \frac{R^2 - r_o^2}{R^2 - r^2} \right] \right\}$$

et la vitesse moyenne :

$$V_m = \frac{\rho.g.J}{8.\nu} R^2 \left\{ \left(1-\frac{J_o}{J}\right)^2 - \frac{2}{3}\,\frac{J_o}{j}\left[\left(1-\frac{J_o}{J}\right)^{3/2} \mathrm{ARg\ Th}\left(1-\frac{J_o}{J}\right)^{1/2} - L\,\frac{J_o}{J} - \left(1-\frac{J_o}{J}\right) \right] \right\} = \frac{\rho\, g\, J}{8.\nu} R^2 \{ X \}$$

On reconnaît dans le facteur précédant l'accolade la vitesse de filtration de Darcy , V_D, et on peut écrire :

$$V_m / V_D = \{ X \}$$

KOVACS situe à 12 J_o la limite inférieure de validité de la loi de Darcy. Celà lui permet de donner deux formes asymptotiques de la vitesse moyenne :

pour $J > 12 > J_o$ $\quad V = \frac{g}{\nu} k (J - 2 J_o)$ (III.8)

et

pour $J_o < J < 12 J_o$ $\quad V = \frac{1}{2} \frac{g}{\nu} k \sqrt{2} (J - J_o) (\frac{J}{J_o} - 1)^{1/10}$ (III.9)

Le calcul de J_o serait possible, lié à la porosité P, à un coefficient de forme des particules α et au diamètre des grains D :

$$J_o = \frac{C}{\rho \cdot g} \cdot \frac{1 - P}{2P} \cdot \frac{\alpha}{D}$$

A côté de ces équations à base logique , nous trouvons également des formules empiriques du type :

$$V = k (J - J_o)$$

qui traduisent de façon simpliste l'existence d'un seuil J_o (PUZYREVSKAYA (1931) citée par KUTILEK).

III.4.c. EAU CONSIDEREE COMME LIQUIDE ANORMAL

C'était déjà le cas avec l'hypothèse du corps de Bingham, mais on préfère définir en France comme anormal tout corps qui n'entre pas dans une catégorie rhéologique classique. On pourrait en

particulier y comprendre celui défini par KOVACS. Mais on peut aussi ne faire aucune hypothèse sur ces caractéristiques, et suivant en celà HANSBO (1960), établir une équation empirique de l'écoulement.

Les graphes V (J) passant par l'origine montrent, à partir d'une certaine valeur de J; une relation linéaire ; la droite prolongée coupant l'axe des J en J_o. Choisissant comme équation de définition

$$\frac{dv}{dJ} = M \left[1 - e^{-J/J_o} \right]$$

et tenant compte du fait que le graphe passe par l'origine :

$$V = M \left\{ J - J_o \left[1 - \exp (-J/J_o) \right] \right\}$$

qui se ramène évidemment à $V = M (J - J_o)$, dès que J_o devient négligeable par rapport à J ; on rejoint ici les équations des écoulements à seuil de gradient.

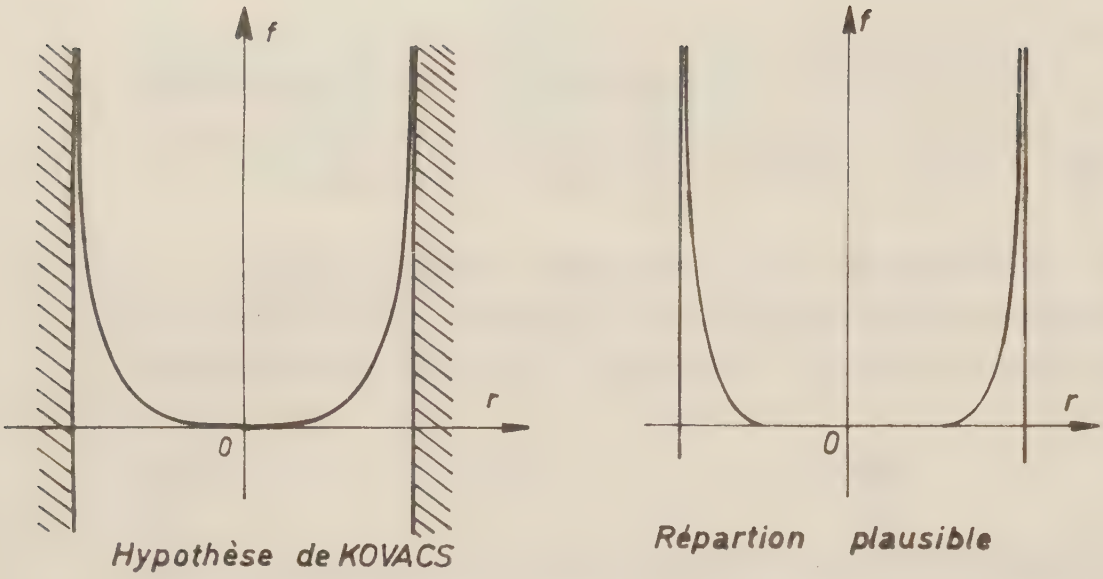
SWARTZENDRUBER (1962) (68) suggère une forme légèrement différente avec deux paramètres caractérisant le comportement non-darcéen du milieu, A et C :

$$V = K \left\{ J - A \left[1 - \exp (-C J) \right] \right\}$$

équation reprise par KUTILEK (1964) (36) (37), qui fait intervenir la "conductance hydraulique" initiale K_o déterminée comme pente du graphe V (J) à l'origine et celle K correspondant aux valeurs assez élevées du gradient :

$$V = K \left[\frac{1}{B} L (A + e^{BJ}) - C \right]$$

où $B = \frac{1}{C} L \frac{K}{K_o}$ et $A = \frac{K}{K_o} - 1 = e^{BC} - 1$

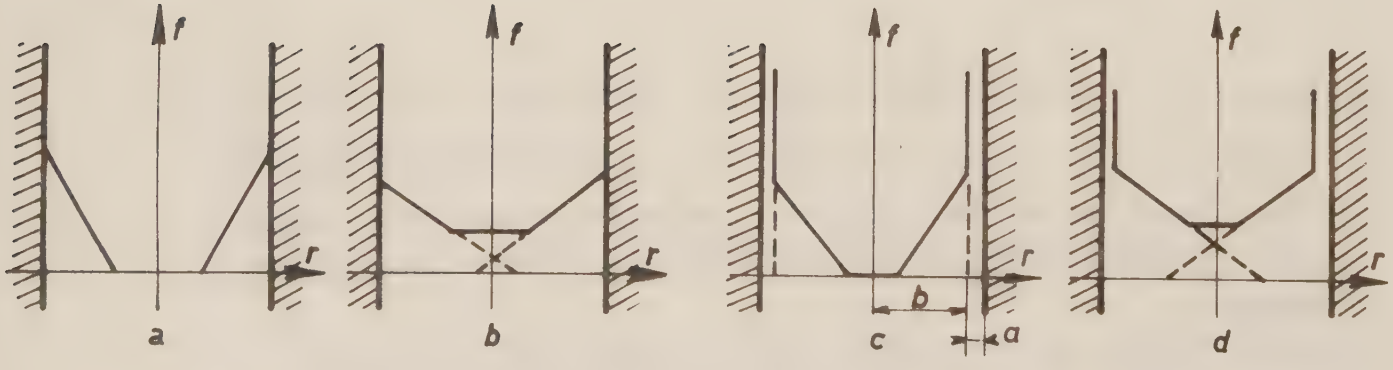


Hypothèse de KOVACS

Répartion plausible

RESISTANCE AU CISAILLEMENT DANS LES FLUIDES AU VOISINAGE DES PAROIS DES CANALICULES

FIG. 16



HYPOTHESES DE KLAUSNER ET KRAFT

FIG. 17

III.4.d. INTRODUCTION DES ACTIONS DE CONTACT AUX PAROIS

Nous avons vu queles effets des forces d'attraction dues aux valences libres aux bords des particules d'argile se font sentir jusqu'à des distances de 400 Å , mais diminuent très vite (potentiel zéta). On peut penser que ces forces normales à l'écoulement engendreront par frottement , comme dansle cisaillem ent d'un corps solide, des forces qui lui seront parallèles ; dans ce cas il est à présumer qu'elles se réduiront elles aussi très vite avec la distance à la paroi. Le passage de la contrainte de cisaillement constante (corps de Bingham) à celle proportionnelle à la distance (KOVACS) nous conduit à une loi plus élaborée comme celle de KLAUSNER et KRAFT (1965) (33) (34). Partant d'un modèle capillaire, ils imposent aux forces de frottement une loi de variation compatible avec la théorie de CHAPMAN-GOUY, les expériences de LOW et de WINTERKORN, et schématisée par éléments linéaires : contre la paroi,ces forces sont infinies jusqu'à une distance a , au delà du rayon d'action b elles sont nulles, entre les deux elles varient linéairement entre une valeur f et zéro ; elles ne s'annulent pas si le rayon R du capillaire est inférieur à b. Dans leur second modèle on retrouve l'hypothèse de KOVACS , avec un écoulement entre deux plans parallèles pour lequel a = 0 et R < b. Le troisième modèle de KLAUSNER et KRAFT envisage le cas d'un capillaire non circulaire et à rayon d'action hydraulique variable. (figures 16 et 17)

Ils ne donnent pas de formule unique de débit, mais pour diverses valeurs de R/b, ils tracent des graphes V (J) en variables adimensionnelles qui montrent le passage progressif de l'un à l'autre lorsque la vitesse croît plus que proportionnellement au gradient.

La nuance importante est qu'il n'est plus besoin de contrainte limite de cisaillement, que l'eau garde ses propriétés ordinaires loin des parois tout en étant fixée à elles sur une certaine

épaisseur. Mais on n'obtient pas de loi de débit utilisable. Leur calcul ne peut être mené à bien que pour des exemples numériques, étant donné que l'intégration ne peut se faire que séparément et pour chaque zone du fluide.

Une solution simplifiée consiste à garder l'hypothèse LOW de la couche d'eau quasi-cristalline qui n'entre pas dans le mouvement ; au delà, l'eau retrouve ses propriétés ordinaires. C'est à peu près l'idée de ZUNKER (1932, cité par HUGUES) ; IRMAY la fait intervenir sous la forme "d'eau de chambranle" dans sa formule de perméabilité. Nous l'avions nous mêmes utilisée en 1955 pour des gradients assez forts ; des travaux plus récents ne font que confirmer sa probabilité. L'intérêt de cette hypothèse réside dans sa simplicité, puisque cela revient à diminuer la porosité proportionnellement à la surface spécifique (coefficient de rétention). Nous verrons plus loin qu'il est possible de moduler le coefficient de rétention en fonction de la vitesse de filtration, d'où un aspect plus macroscopique du problème.

CHAPITRE IV

ETUDE EXPERIMENTALE

IV. 1. GENERALITES

IV. 1. a. PROGRAMME D'EXPERIMENTATION

L'objet initial de notre étude est la vérification de la loi de Darcy dans les argiles, donc la mesure de très faibles perméabilités.

Nous avons cité les nombreux paramètres qui interviennent dans ce problème, et nous allons évidemment les retrouver dans l'analyse, puisque la loi de Darcy est prise sous la forme développée que nous lui avons donnée en (III.1). En dehors de la vérification attendue des effets de ces paramètres, le sujet s'est élargi de lui-même par l'apparition des déviations à faible gradient hydraulique, et la parution de publications étrangères montrant un désaccord

persistant à ce sujet. La nécessité d'une précision toujours plus grande nous a poussé à une adaptation progressive des appareils et des méthodes de mesure.

Le matériel expérimental qui se voulait au départ plus large, s'est trouvé réduit au Kaolin pour l'essentiel des essais, à cause de la durée des mesures et surtout de la consolidation des autres argiles ; par exemple, la montmorillonite, après quinze jours de mise sous contrainte de compression, évacue autant d'eau par diminution de porosité due à la consolidation qu'il n'en filtre par perméabilité.

L'étude critique des conditions expérimentales nous a amenés à faire des essais avec des échantillons non entièrement purgés d'air et avec des charges hydrauliques importantes, bien que sous faible gradient.

Enfin, le désir de tirer les conséquences pratiques des résultats obtenus nous a conduits tout naturellement à chercher un seuil de pourcentage d'argile à partir duquel un sol aurait un comportement typiquement argileux, fait très important pour l'agronomie, les barrages ou les fondations.

Nous avons d'abord cherché à éliminer la plupart des paramètres dont le rôle semblait suffisamment connu (la température, le temps, la durée de la percolation, la pression porteuse), pour nous consacrer aux paramètres essentiels : le gradient hydraulique et la porosité. L'influence de l'air piégé et le comportement du kaolin dans un squelette de billes de verre ont également fait l'objet d'une étude particulière.

Comme argiles autres que la Kaolinite on s'est limité à la Montmorillonite pour une recherche d'un seuil de gradient signalé par plusieurs auteurs.

IV. 1. b. LE MATERIEL EXPERIMENTAL

Nous avons utilisé essentiellement du KAOLIN de Ploemeur (Morhiban) tel qu'il est livré par l'usine. Une analyse aux rayons X (raie K du cuivre) faite par le Laboratoire Central des Services Chimiques de la Seine le donne comme Kaolinite type contenant des traces de quartz (figure 18). Mais l'examen au microscope électronique révèle que dans les expériences plus récentes, le kaolin utilisé quoique de même origine, semble contenir également un peu de mica, en proportion très faible cependant. Les veines dans les gisements ne sont pas tout à fait homogènes et le lavage rarement parfait (photos au microscope électronique) (planche).

L'analyse granuométrique a été pratiquée sur un échantillon préparé suivant la méthode de RIVIERE, par sédimentation et mesures densimétriques ; elle a donné pour tracer la courbe granulométrique les points suivants , d étant le diamètre apparent des grains en microns , et y le pourcentage en masse de grains de diamètre inférieur à d :

d	58,5	13,1	6,2	4,05	3,17	2,76	1,63	1,14	0,96	0,69
y	100	98	96	88	77	74	54	45	39	31

Ce tableau semble montrer que les agrégats n'ont pas tous été dispersés suivant la méthode citée plus haut - ou alors celle-ci ne devrait pas être appliquée à l'argile. Normalement, les colloïdes auraient dû rester en suspension.

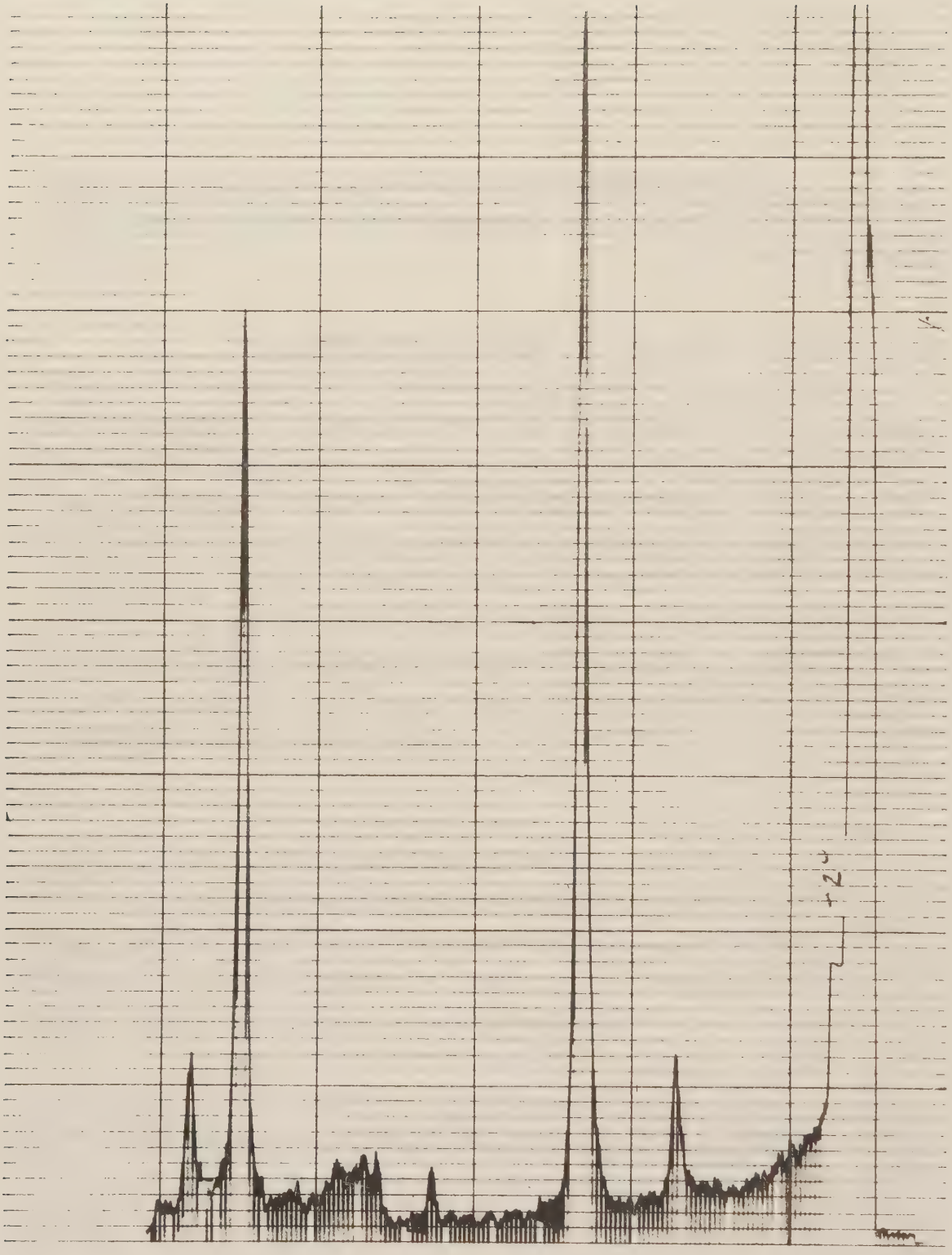


Figure 18

La surface spécifique a été mesurée dans les laboratoires du Professeur FRIPIAT, à l'Université de Louvain. Elle est de 13 m^2/g, c'est-à-dire relativement faible, pour une argile de ce type.

La masse spécifique du Kaolin est une caractéristique importante pour la détermination de la porosité de l'éprouvette. Nous l'avons mesurée par la méthode du picnomètre, et à l'eau, après dessications à l'étuve à 105° c'est-à-dire dans les mêmes conditions que lors de la pesée à sec de l'éprouvette. Nous avons obtenu :

$$\rho = 2,73 \ g/cm^3$$

L'eau a toujours été distillée et désaérée car nous avons cherché à éliminer le problème de fixation d'ions étrangers sur les argiles, aussi bien que celui d'arrachement d'ions à celles-ci.

IV. 1. c. LES CONDITIONS EXPERIMENTALES

Les écueils à éviter sont essentiellement les modifications d'une quelconque caractéristique de l'éprouvette ou du liquide filtrant au cours de chaque essai. Pour l'éprouvette, les modifications de géométrie se traduisent par un changement de hauteur, l'argile étant suffisamment meuble pour ne tolérer aucune cavité importante - à moins d'introduire de l'air durant sa confection ce qu'on a plutôt essayé d'éviter.

Les expériences sont de longue durée , par conséquent des microorganismes peuvent s'y développer. Cependant, à la fin de chaque série de mesures (durée supérieure à six mois), aucune trace de moisissure ne s'est révélée à la rupture de l'éprouvette de kaolinite. Par contre, nous en avons constaté sur la montmorillonite, après dix-huit mois de repos. Peut-être la circulation d'eau est-elle une circonstance défavorable au développement de ces microorganismes.

Les essais ont lieu sous une contrainte d'écrasement de l'éprouvette provoquée par des masses de fonte placées à l'extrêmité d'un levier ; le piston qui glisse à frottement doux n'oppose qu'une faible résistance. Il faut éviter les vibrations qui se traduiraient par l'application à l'échantillon de surcharges dues à l'énergie cinétique des masses d'alourdissement. Ces risques ont été réduits en plaçant les appareils sur le sol naturel d'une cave jusqu'à demi-enterrée.

Quant à l'eau, les seules variations possibles sont celles de viscosité et de densité, c'est-à-dire de température. Nous devons donc apporter tous nos soins à maintenir celle-ci constante pendant la durée de la mesure, car elle agit également sur divers éléments de l'appareillage.

On sait que la température intervient sur la viscosité cinématique de l'eau qui est elle-même un paramètre de la loi de Darcy. Il est facile de chiffrer son influence : autour de 20°C une différence de température de un degré provoque une variation de viscosité cinématique de 2,6 %. Dans ce cas, la température à considérer est celle de l'eau lors de son passage dans l'éprouvette : la capacité calorifique totale de l'appareil et de son contenu intervient alors, et les variations de température sont de faible amplitude et en retard sur la cause qui les provoque. En vérifiant la température à l'intérieur du boîtier contenant l'éprouvette - par l'introduction d'un thermomètre grain d'orge - , on constate qu'elle suit pratiquement celle enregistrée par le thermomètre qui se trouve dans la salle, assez loin de l'appareil. En outre, les variations de température ont un rôle néfaste sur la véracité des lectures : lesconduits en matière plastique et l'eau ont des coefficients de dilatation différents et présentent un décalage de température lorsqu'il se produit une variation subite, comme celle causée par la seule présence de l'observateur nécessairement proche des appareils pendant les lectures. Ceci a pour inconvénient, surtout pour les très faibles débits, de donner au

ménisque un mouvement apparent qui peut aller jusqu'à l'inverse de l'indication réelle et plus souvent de provoquer son arrêt, alors que le débit à travers l'éprouvette reste constant. Si dans ces cas extrêmes il est facile de déceler ces erreurs, elles peuvent rester ignorées lors de débits plus forts qui réduisent leur importance relative. Pour éviter l'échauffement ou en minimiser les effets, il importe que l'opérateur fasse vite ses lectures. D'autre part, un appareil symétrique tel que nous le décrirons plus loin permet de les éliminer par le calcul de la moyenne. L'observation à travers une glace est réalisable, mais rend les manipulations difficiles.

La plupart de nos essais ont été effectués dans une cave équipée où la température sur l'enregistreur s'est maintenue constante à 0,1 ou 0,2°C près, alors qu'un thermomètre placé près des appareils pouvait accuser des variations temporaires de 0,5°C.

IV.1. d. LA MESURE DES DEPLACEMENTS DES MENISQUES

Les appareils que nous allons présenter demandent tous des lectures de hauteur de colonne d'eau ou de déplacement de ménisque dans des tubes de verre. Nous avons vu l'importance que présente la rapidité de lecture. La plupart du temps, on utilise pour les opérations de ce genre des cathétomètres, assez longs à manier, à moins d'en avoir plusieurs en service en même temps, ce qui est coûteux et encombrant ; leur lecture n'est d'ailleurs pas très rapide.

Nous avons employé systèmatiquement une méthode différente que nous appellerons "méthode de la focale" , basée sur l'expérience suivante : en éclairant avec une source de lumière éloignée un tube de verre partiellement rempli d'eau placé à un ou deux centimètres d'un écran, on observe sur ce dernier l'ombre du tube de verre; dans

cette ombre se détache une ligne brillante correspondant à la partie pleine d'eau, image lumineuse de la source donnée par la lentille cylindrique ainsi formée, très nette si on règle la distance à l'écran à la valeur convenable. En plus, la séparation ombre-lumière est pratiquement ponctuelle (figure 19).

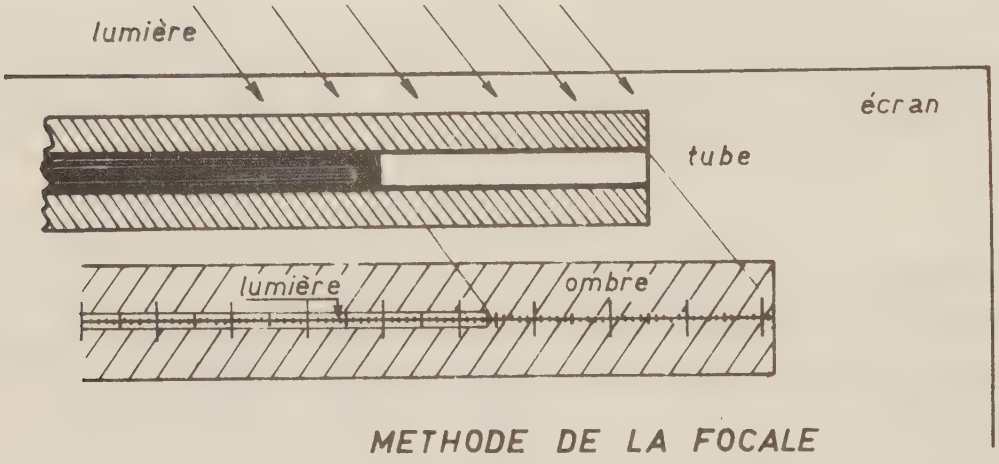


Figure 19

Si la source est assez éloignée (on peut au besoin utiliser des miroirs pour augmenter la distance optique), le rapport des déplacements du ménisque dans le tube et dans l'image est très proche de l'unité : c'est celui des distances à l'écran et au tube de la source lumineuse. Par exemple, pourune lampe à 6m et un tube à 1cm de l'écran, le rapport est de 601/600, c'est-à-dire que l'erreur relative sur la mesure est de 1/600 ; on pourra soit la corriger, puisqu'en fait elle est parfaitement calculable, soit tout simplement la négliger puisqu'elle affectera toutes les mesures dans le même sens. Cela revient à utiliser des unités de longueurs trop petites de 1/600.

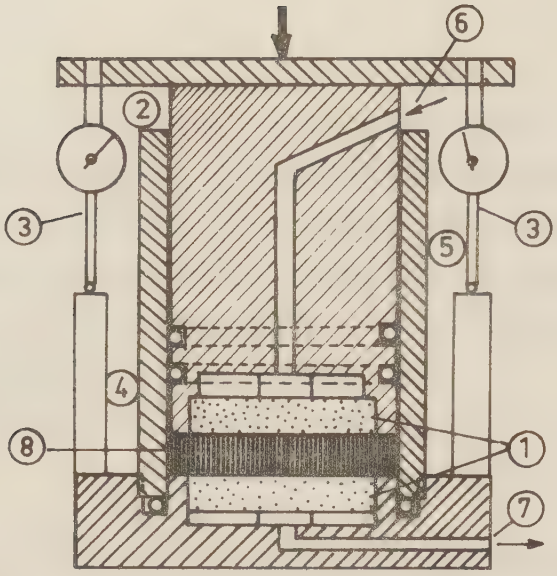
En pratique, nous avons placé tous les tubes piézométriques et toutes les microburettes sur un même tableau tapissé d'un papier millimétré. Nous pouvons constater la coïncidence avec un trait fin au 1/10 de mm, et faire une lecture intermédiaire en interpolant à vue et avec un peu d'habitude au 1/5 de mm près ; la précision est proche de celle du cathétomètre, en tous cas suffisante - eu égard aux autres causes d'erreur, en particulier celle de parallaxe que nous évitons.

IV. 2. LES APPAREILS ET LEUR UTILISATION

IV.2.a. L'OEDOMETRE

Il existe dans tous les laboratoires des sols un appareil pourla mesure de la perméabilité d'échantillons remaniés ou non : l'Oedomètre. On en trouve plusieurs modèles, différant par des détails, comportant tous un boîtier qui renferme l'éprouvette et un support appliquant les contraintes mécaniques par un jeu de leviers et masses d'alourdissement. C'est cet appareil que nous avons utilisé, en le modifiant chaque fois que c'était nécessaire pour l'adapter aux travaux projetés.

Le support ne présente aucun intérêt. Le boîtier, par contre, est assez complexe. Schématiquement, (figure 20), l'échantillon est placé dans un cylindre en laiton de 7 cm de diamètre intérieur, et pris entre deux pierres poreuses, l'une fixée sur l'embase, l'autre sur le piston creux. L'application du cylindre sur l'embase, par vissage ou boulonnage, est très soignée car elle participe à la mesure de la hauteur de l'éprouvette. Des orifices percés dans le cylindre et le piston (figure 20.a) permettent le passage d'une broche ajustée qui en fixe la hauteur initiale et s'enlève avant le début des mesures.



①	Pierres poreuses	⑤	Cylindre
②	Piston	⑥	Entrée de l'eau
③	Micromètre à cadran	⑦	Sortie de l'eau
④	Joints toriques	⑧	Echantillon

FIG . 20_b

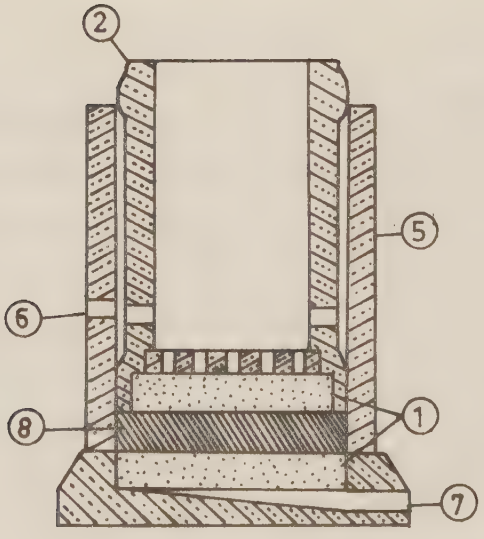


FIG. 20_a

SCHEMAS DE L'ŒDOMETRE

L'eau pénètre dansle boîtier par l'embase, traverse les pierres poreuses et l'échantillon, s'accumule dans le piston et s'y élève jusqu'au moment où elle peut s'écouler par les orifices de passage de la broche. Il est difficile de connaître exactement le niveau aval : tant que l'eau ne s'écoule pas, on l'ignore entièrement. A la hauteur des trous, la tension superficielle retient l'eau jusqu'à ce que le film rompe : l'eau s'écoule alors d'un coup puis s'arrête , le niveau de rupture étant à nouveau atteint, et le cycle recommence ; c'est un phénomène de relaxation dont l'amplitude est de l'ordre du centimètre, donc inadmissible au regard de la précision recherchée.

En reliant l'intérieur du piston à un vase de grande section, donc à niveau pratiquement constant et plus élevé que celui des orifices, on empêche ce phénomène de se produire , et on connaît exactement le niveau aval : il suffit de brancher sur le tube de liaison un piézomètre de même diamètre intérieur que celui situé en amont. (FIG.21)

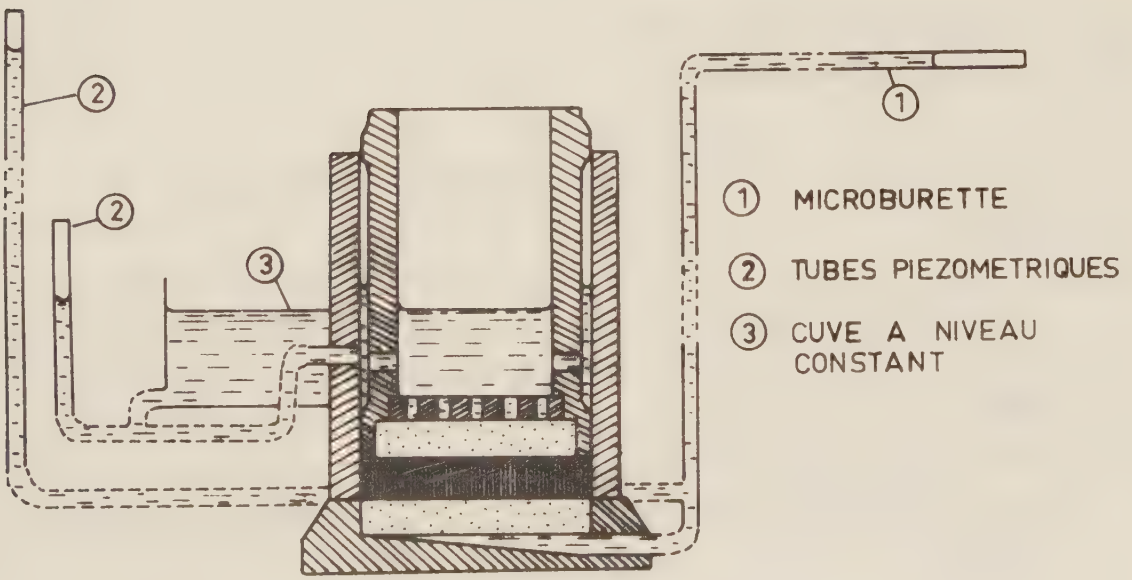


Figure 21

Pour faire circuler l'eau dans les deux sens et parfois sous pression porteuse - la symétrie absolue n'étant pas réalisable puisque le mouvement du piston doit être conservé- nous avons constitué un volume étanche. Celui-ci a été obtenu en mettant en place un joint torique (4)(figure 20 b) supplémentaire entre piston et cylindre et en fermant l'intérieur du piston par un fond conique d'où un tuyau conduit l'eau à la microburette.

A l'intérieur du boîtier, les pierres poreuses ((1) figure 20 b), du grain le plus fin et d'un centimètre d'épaisseur, ont une perméabilité infiniment plus grande que celle de l'argile, et offrent donc une résistance négligeable. En cours d'essai, une quantité très faible de kaolin entraînée par l'eau peut s'y déposer sans pour autant affecter leur perméabilité.

Un essai a été fait après démoulage de l'éprouvette, en remontant l'appareil à vide. La mesure de perméabilité a été impossible car l'eau se déplaçait trop vite dans les microburettes. La perméabilité des pierres poreuses, même légèrement encrassées, est sans commune mesure avec celle du kaolin.

IV.2.b. PREPARATION DE L'EPROUVETTE

A la lumière des travaux signalés en (III.2.c) sur l'importance de l'orientation des particules argileuses dans l'éprouvette, il est évident que le choix du système de préparation et de mise en place entraînera des variations importantes dans la perméabilité mesurée. Il faudra dès à présent distinguer entre les mesures faites pour déterminer la perméabilité d'un terrain donné, et nos essais dont le but est d'abord théorique.

Pour un sol en place, la seule procédure normale est celle du carottage direct à la dimension voulue c'est-à-dire celle du cylindre de l'appareil. Un certain nombre d'inconvénients sont apparents : mis à part les modifications qu'ils entraînent nécessairement sur l'éprouvette, la saturation sera difficile même après passage sous vide, ce qui peut en changer la géométrie. Son homogénéité est aléatoire (l'existence de graviers transforme la section de passage), ainsi que le contact entre cylindre et carotte (ppssibilité d'écoulement pariétal). Les mesures ne seront donc que rarement reproductibles.

Aussi la plupart du temps, les échantillons sont-ils remaniés, c'est-à-dire préparés à partir de l'original par un certain nombre d'opérations qui pratiquement les dénaturent : pulvérisation, tamisage, dispersion, etc... Des échantillons industriels pulvérulents sont nos matériaux de base.

Un procédé, employé parfois, est celui du tamisage à sec dans le cylindre même où doit avoir lieu l'essai : pour obtenir une répartition régulière, on tamise à faible hauteur et dans tous les sens pour diminuer l'influence de la paroi du cylindre. A cause du foisonnement il faut prévoir un volume bien supérieur à celui désiré. Après une première compression on maintient l'éprouvette pendant 24 heures sous vide (ce qui nécessite une étanchéité particulièrement poussée de l'appareil) et on introduit alors de l'eau désaérée. L'échantillon ainsi confectionné a peut être au départ une répartition irrégulière des particules d'argile. Mais on ignore absolument ce qui se passe dès l'introduction de l'eau, sous un gradient excessivement grand provoqué par le vide initial. De plus, dans l'éprouvette saturée, l'effet de la compression continue diffère probablement de celui du malaxage ou des chocs employés pour tasser les éprouvettes lors des essais de Mitchell.

De tels procédés pourraient être utilisés en milieu non saturé. Mais des déplacements de particules argileuses peuvent se produire entraînant la modification de la perméabilité.

Aussi nous avons préféré préparer l'éprouvette sous forme d'une pâte : l'argile a d'abord baigné dans une quantité d'eau suffisante, elle est portée à ébullition pour chasser l'air et amener le mélange à la limite de liquidité. On diminue ainsi les risques d'air piégé dans l'éprouvette.

La mise en place proprement dite dans l'appareil est assez simple : le boîtier démonté, la broche d'assemblage est passée dans les orifices prévus du cylindre et du piston. Les pierres poreuses posées, on chasse l'air par remplissage d'eau des appareils, tant dans le cylindre que dans l'embase. La pâte d'argile est alors étalée en évitant les vides, remplissant à ras bord le cylindre - on l'arase même à la règle. Il suffit alors de renverser le tout pour le fixer sur l'embase par serrage ou vissage. Il est certain que cette méthode de mise en place oriente les particules formant un milieu anisotrope [1]. Mais n'est-ce pas le cas des formations argileuses naturelles formées par sédimentation? Il nous suffit d'ailleurs de le savoir pour en tenir compte éventuellement.

Il est théoriquement possible de déterminer s'il existe un écoulement pariétal en procédant à une double mesure de perméabilité sur deux appareils de diamètre différent , l'un étant par exemple double de l'autre. Dans ce cas, l'écoulement pariétal, à supposer qu'il soit généralisé à toute la longueur de la circonférence, serait lui-même doublé et l'écart entre les deux perméabilités mesurées lui serait alors attribué. Il faudrait pour cela que les échantillons soient identiques.

---

(1) P. HABIB

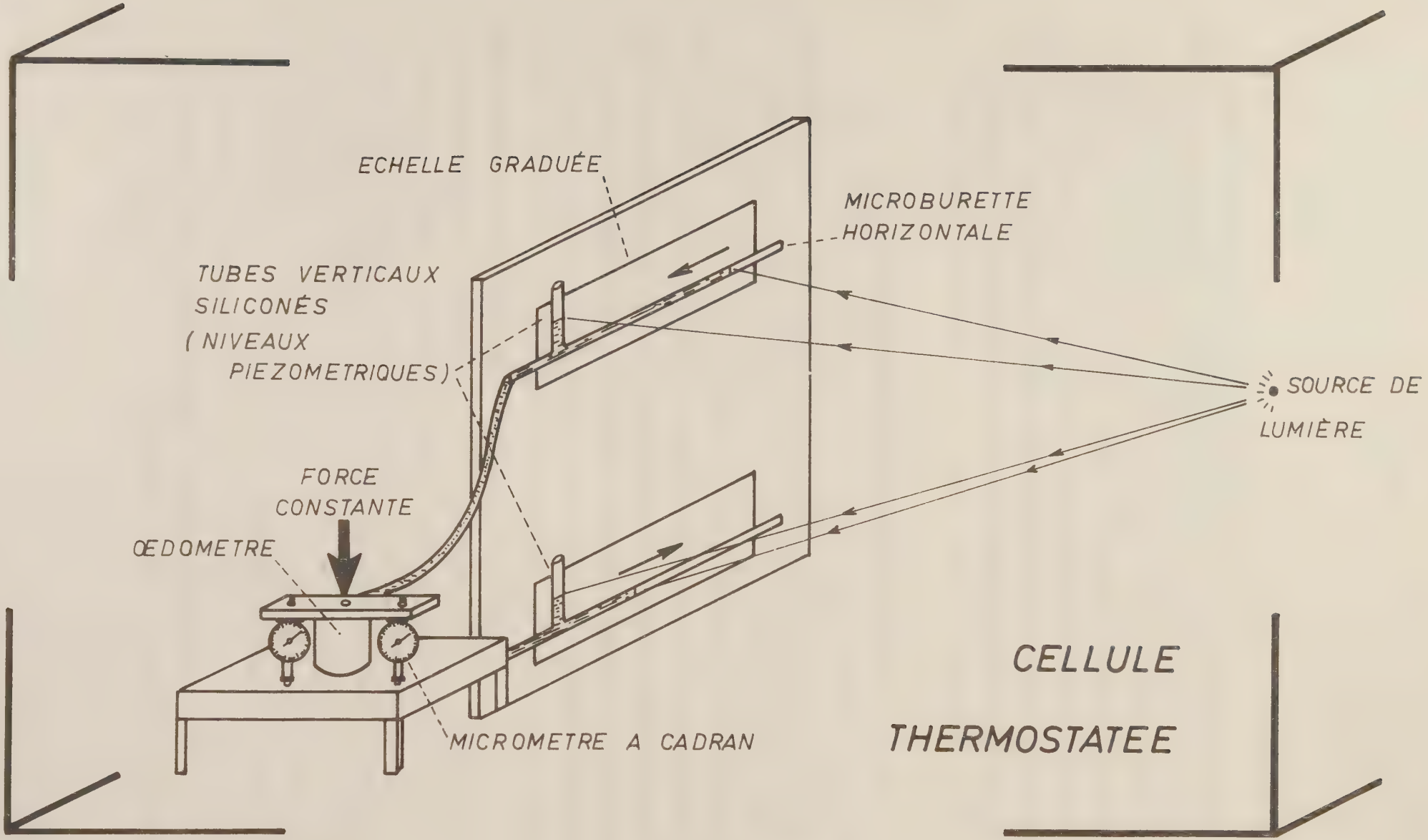
Ceci n'est pas possible, sauf dans des conditions qui justement favorisent cet écoulement pariétal ; ce procédé est d'ailleurs employé : il consiste à préparer une galette assez large pour que les deux éprouvettes y soient découpées à l'emporte-pièce. Nous n'en sommes pas partisans pour plusieurs raisons : modification de l'éprouvette par l'effet du cisaillement, influence notable d'une rayure latérale accidentelle, difficulté de s'assurer d'une mise en place correcte, nécessité de travailler bien au-dessous de la limite de liquidité, ce qui favoriserait l'occlusion de l'air, etc...

IV.2.c. MESURE DES VARIABLES HYDRAULIQUES

Le boîtier comporte deux micromètres à cadran permettant la mesure del'enfoncement du piston au 1/100 de mm près. La hauteur initiale de l'éprouvette est fixée par le choix des orifices où passe la broche, à 12 ou à 24 mm, hauteur vérifiée au palmer, et en tenant compte le cas échéant de l'épaisseur du papier filtre. Elle est donc connue à chaque instant, avec une grande précision, et par conséquent la porosité mais celle-ci seulement après la fin de la série de mesures et la pesée du kaolin sec.

Le calcul de la perméabilité exige outre la connaissance de la hauteur de l'éprouvette, celles du débit et de la différence de pression entre l'aval et l'amont. Dans un oedomètre normal, on mesure la durée d'écoulement de l'eau contenue dans un tube calibré vertical, entre deux points compris entre les hauteurs de charge correspondant à 60 et 10 cm. Un tel système ne répond pas à l'objet de nos recherches. Nous avons donc utilisé d'autres méthodes, séparant les mesures de débits de celles de la charge hydraulique.

Nous avons toujours essayé de mesurer les perméabilités en nous plaçant dans le cas du régime permanent ou quasi-permanent, car



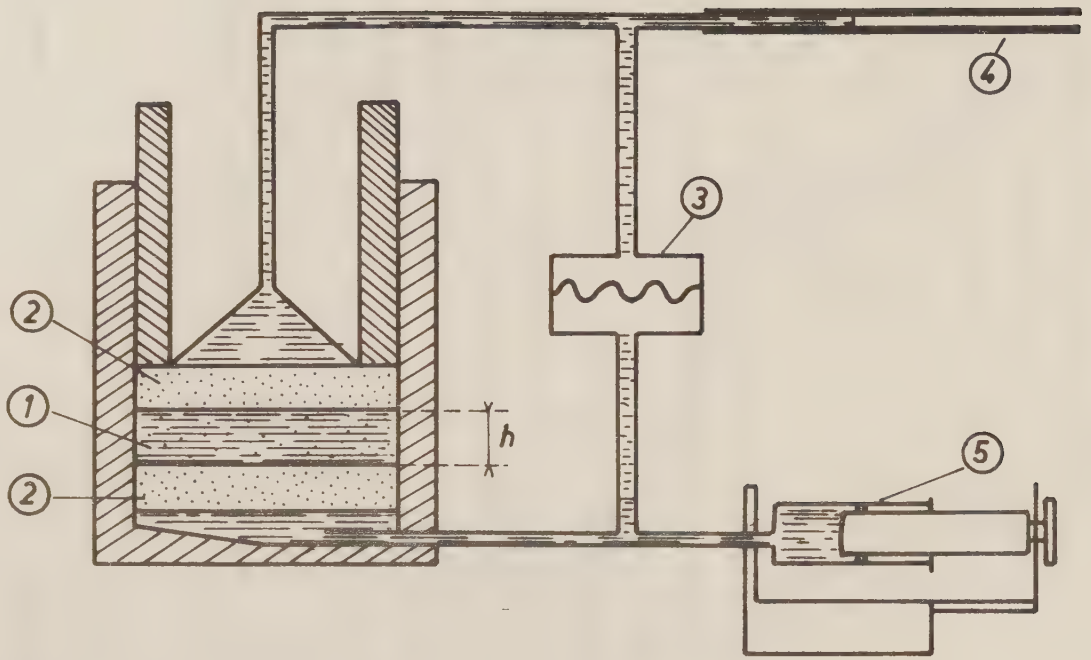
MONTAGE DE L'ŒDOMETRE

FIG. 22

il est difficile de savoir exactement si on l'a atteint quand il s'agit d'écoulements aussi lents. On peut obtenir un tel régime en fixant à une hauteur constante les niveaux hydrauliques amont et aval, ou bien l'un d'eux et le débit. En pratique, nous avons toujours maintenu un niveau de sortie constant, soit, comme dit plus haut, en faisant déboucher l'eau dans un vase à grande section, soit en amenant l'eau après filtration dans un tube calibré horizontal; cela permet la mesure oula vérification du débit par la détermination de la vitesse du ménisque , et d'évaluer la section du tube qui devient une microburette (figure 22).

Il est évident que la pression aval ne reste constante que si le tube est parfaitement horizontal, son diamètre invariable, et les conditions du contact eau-verre les mêmes tout le long du parcours, ce qui est bien plus difficile à obtenir. Pour éviter ou retarder l'effet de la variation du ménisque, nous avons systématiquement siliconé de façon identique tous les tubes de verre utilisés à l'état neuf. Les faits signalés par OLSEN (58) se produiront peut-être, mais leurs effets - s'il y en a - seront diminués.

Nous devons cependant signaler un fait important : la section des microburettes doit être proportionnée au débit à mesurer. En effet, si la section est trop petite , le déplacement du ménisque sur toute la longueur du tube est trop rapide pour que le repérage des graduations de départ et d'arrêt des chronomètres soit correct ; de plus, le temps de mesure est trop court ce qui diminue la précision et ne donne pas la certitude d'avoir atteint le régime permanent. Enfin et argument non des moindres, le contact eau-verre à vitesse importante peut ne plus être un facteur négligeable, soit par le frottement , soit par les films d'eau laissés sur le verre. Nous avons constaté dans certains cas des écarts notables dus à ce phénomène et qui ont disparu dès qu'un tube de plus gros diamètre a été installé.



① EPROUVETTE

② PIERRES POREUSES

③ CELLULE MANOMETRIQUE

④ MICROBURETTE

⑤ INJECTEUR ET MECANISME INJECTEUR

SCHEMA DE L'INSTALLATION (OLSEN)

FIG. 23

Pour imposer le débit nous avons utilisé l'appareillage indiqué par OLSEN (59) à savoir une seringue montée sur un injecteur qui entraîne le piston à vitesse constante (Perfusor B. Braun). Cet ensemble envoie l'eau dans le boîtier suivant un débit choisi parmi les 24 valeurs possibles et même davantage si on change le diamètre de la seringue. Un étalonnage a donné des écarts allant de un pour mille à trois pour cent par rapport aux débits nominaux (figure 23).

OLSEN a utilisé pour la mesure de la charge hydraulique un capteur piézométrique différentiel monté en parallèle avecle boîtier. Ce type d'appareil comporte une membrane dont on mesure la déformation par l'intermédiaire d'une résistance variable avec sa tension et d'un galvanomètre associé, l'ensemble étant préalablement étalonné. On peut ainsi, en principe, obtenir une très grande précision. Nous avons cependant été obligés d'y renoncer car les changements de position de la membrane s'accompagnent d'une variation de volume de liquide contenu dans le capteur-positif d'un côté, négatif de l'autre- qui est la "respiration" de l'appareil. Le débit fourni par l'injecteur sert donc, au moment de sa mise en route, à alimenter à la fois le capteur et la circulation dans l'éprouvette ; à la sortie, le débit mesuré est celui de percolation auquel s'ajoute celui fourni par l'autre face de la membrane. D'où un régime transitoire dont on ne peut dire avec certitude quand il se termine mais qui, pour les très faibles débits, est de trop longue durée.

Dans ces conditions, nous sommes revenus au système classique des lectures piézométriques directes. En travaillant avec des tubes calibrés, de même diamètre et propres, les mesures faites par la méthode de la focale sont correctes et suffisamment précises. Une variation quelconque de pression durant la mesure sera apparente et on pourra effectuer la correction du débit en tenant compte des changements de volume correspondant aux variations de niveau dans les tubes piézométriques. Nous avons également essayé pour arriver rapidement en régime

permanent de remplir les tubes au niveau attendu, avant de mettre l'expérience en route, au besoin en répétant l'opération une fois par valeur inférieure, l'autre par valeur supérieure. Les opérations ne sont que multipliées sans pour cela donner une amélioration de la précision finale.

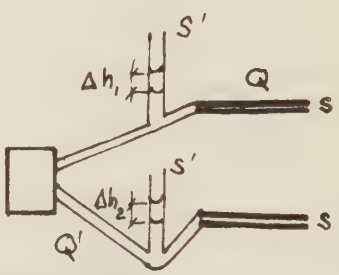
Malgré toutes ces précautions, la seule présence de l'opérateur fausse les lectures par la chaleur qu'il dégage. Aussi nous avons préféré un montage absoument symétrique, avec en amont un système identique à celui décrit en aval, les deux microburettes réunies au boîtier par des canalisations en Rilsan de diamètre intérieur 4 mm et extérieur 6 mm, de longueur égale. De ce fait, il est possible d'obtenir facilement en intervertissant les microburettes l'écoulement par ascensum ou per descensum. Avec un tel montage, toute variation de température accidentelle se traduira par des effets semblables (dilatation ou contraction) sur les tubes et l'eau qu'ils contiennent. Au débit de filtration viendra s'ajouter algébriquement un débit de dilatation , ce qui donnera des mesures différentes aux microburettes ; mais la moyenne sera exacte. L'interversion des microburettes élimine l'erreur de calibrage et, changeant le sens de circulation de l'eau dans l'argile, évite l'influence possible d'un gradient osmotique, car certains ions des argiles peuvent être entraînés par le passage de l'eau. De plus, en cas de consolidation de l'éprouvette, il est normal de supposer que les débits d'expulsion d'eau s'ajouteront algébriquement à ceux de la circulation. La moyenne l'élimine donc aussi (III.1).

Serait-il possible de calculer la perméabilité en régime transitoire ? Nous pouvons examiner les deux situations. D'abord en utilisant le capteur piézométrique différentiel, puis les deux piézomètres.

Le capteur se distingue par le fait que son volume est constant, donc tout se passe comme s'il était traversé par le débit détourné de l'éprouvette. Le débit Q mesuré sur la microburette de sortie est aussi celui de l'injecteur. Par conséquent, il nous suffit de connaître la variation de volume $\pm \Delta v$ des chambres du piézomètre pour mesurer le volume de liquide dans le temps Δt ayant réellement filtré à travers l'échantillon, soit $Q \cdot \Delta t \pm \Delta v$. Quant à la charge si sa variation n'est pas trop forte, on peut prendre sa valeur moyenne Dans le cas contraire, la lecture est à rejeter car elle n'aurait plus de sens avec l'objectif qui est le nôtre.

Dans le cas où il y a deux piézomètres, il est encore plus facile de calculer le volume filtrant pendant le temps de la mesure puisqu'on peut mesurer individuellement les volumes correspondant au débit Q injecté pendant le temps t. Soit s' la section des tubes piézométriques , s celle des microburettes , Δh_1 l'accroissement du niveau amont, Δh_2 l'accroissement du niveau aval, Δl le déplacement du ménisque dans la microburette, nous avons la relation de continuité à partir du volume délivré par l'injecteur :

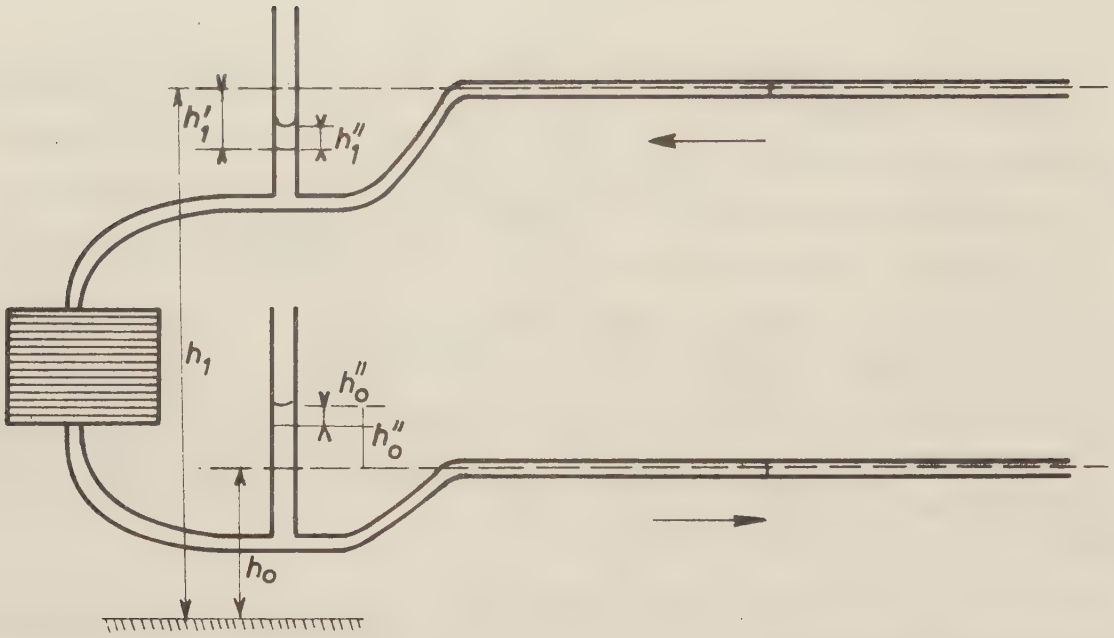
$$Q \cdot \Delta t = s' (\Delta h_1 + \Delta h_2) + s \Delta l$$



et le débit filtrant est à l'aval :

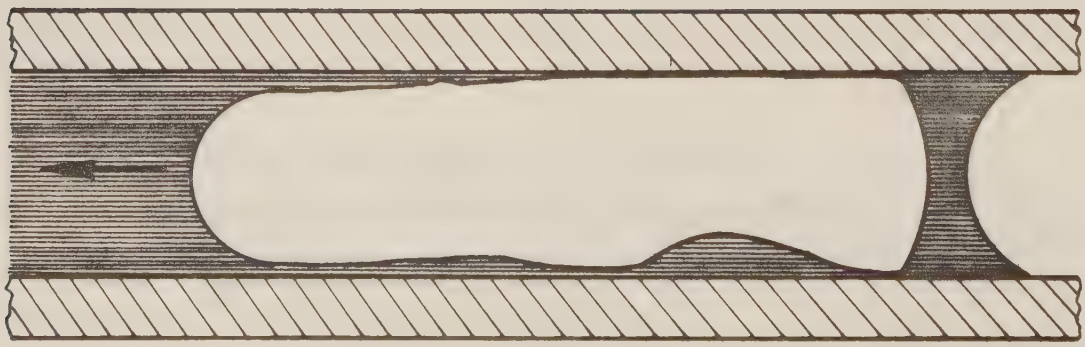
$$Q' = s' \frac{\Delta h_2}{\Delta t} + s \frac{\Delta l}{\Delta t}$$

Cependant cette méthode n'est applicable que dans le cas où les Δh sont petits et se produisent dans une durée à peu près égale à celle de la mesure. Le transitoire pour nous semble donc à écarter.



INFLUENCES DES TENSIONS SUPERFICIELLES DANS LE FONCTIONNEMENT DES PIEZOMETRES

FIG. 24



ETAPE DE LA FORMATION D'UN INDEX

FIG. 25

IV.2.d. INFLUENCE DES INTERACTIONS EAU-VERRE-AIR DANS LES TUBES

L'argumentation d'OLSEN (III.4.a) ne peut être simplement repoussée car les ménisques dans les tubes de verre peuvent être réellement la source d'erreurs importantes. Et il ne s'agit pas ici de la précision de la lecture, mais de celle de la mesure elle-même; on verra qu'OLSEN n'a touché qu'une partie du problème. N'oublions pas que les mesures dépendant de la lecture de colonnes d'eau sont au nombre de trois ou quatre, suivant le cas : une ou deux sur les microburettes, deux sur les piézomètres.

Pour ces derniers, pratiquement statiques, ou se déplaçant peu et à faible vitesse dans des tubes verticaux, l'erreur possible se réduit à celle relative à la différence de hauteur capillaire entre les deux niveaux, puisque leur valeur absolue n'a pas d'importance. La formule proposée par OLSEN s'applique à une bulle d'air dans un tube. Il est facile de montrer dans notre cas que celle trouvée est très proche. Prenons le cas de deux microburettes horizontales, dont on veut connaître la différence de charge hydraulique. La cote de l'axe de la microburette la plus haute est h_i ; la pression (positive ou négative) due à la présence d'un ménisque dans la microburette est h'_i, et la hauteur de remontée capillaire h''_i dans le piézomètre de rayon r, est d'après la loi de Jurin, pour un angle de contact entre tube et ménisque θ_i :

$$h''_i = \frac{2\,\sigma\,\cos\theta_i}{\rho\,.\,g\,.\,r}$$ où σ est la tension superficielle

De même pour la microburette inférieure (indices o). La charge hydraulique lue sera donc : (figure 24) :

$$h_i + h'_i + h''_i - h_o - h'_o - h''_o = H + \Delta H$$

au lieu de :

$$h_i + h'_i - h_o - h'_o = H \text{ qui est la vraie valeur.}$$

L'écart est donc :

$$\Delta H = \frac{2\sigma}{\rho.g.r} (\cos \theta_i - \cos \theta_o)$$

formule apparemment semblable à celle utilisée par OLSEN, mais en fait différente : θ_i et θ_o sont des angles mesurés sur deux tubes non identiques mais de même diamètre, ayant une histoire commune. L'ordre de grandeur de l'écart est naturellement difficile à énoncer, mais il peut aller pour des tubes de 2 mm de diamètre jusqu'à 3 cm si on prend les valeurs extrêmes -1 et +1 des cosinus. En réalité ce cas est impossible car la forme du ménisque attirerait l'attention de l'opérateur lors des lectures.

Il faut ajouter à la variation de l'angle de contact l'effet d'hystérésis constaté par de nombreux auteurs, c'est-à-dire une "paresse" du ménisque : quel que soit le sens du déplacement, l'équilibre met un certain temps à s'établir, puis se maintient alors même que les contraintes varient légèrement. Cela provient d'une variation de l'angle de contact dont la cause semble être du même type que l'écart entre le coefficient d'adhérence et celui de frottement entre solides en contact.

Faute de meilleur moyen mis à notre disposition, nous avons conservé cette méthode de mesure de la charge hydraulique. Signalons cependant que des appareillages plus perfectionnés semblent être maintenant fabriqués, avec une respiration pratiquement négligeable. En fait, nous avons noirci le tableau pour montrer que nous n'ignorons pas l'importance de ces phénomènes, alors que leur influence réelle, sans être nulle, est certainement limitée.

L'effet des phénomènes capillaires dans les microburettes est plus complexe, car le ménisque y estconstamment en déplacement. Dans ce qui va suivre, nous nous sommes referés à l'étude synthétique d'ARIBERT (1970) (2) qui analyse en détail le déplacement d'un fluide par un autre dans un tube cylindrique. Laissant de côté le mécanisme intime du déplacement des fluides près de la surface de séparation, nous nous attacherons au contact fluide-solide que nous avons effleuré plus haut. Il s'y développe une action physico-chimique liée à la mouillabilité de la surface, et les interfaces ne peuvent atteindre l'état de saturation correspondant à l'équlibre qu'au bout d'un certain temps de contact. Trois facteurs dont l'importance relative varie d'un cas à l'autre y concourent :

1. Un phénomène lent : la pénétration des molécules fluides dans le réseau solide.

2. Un plus rapide : l'orientation des molécules qui ne reprennent leur position d'équilibre qu'un certain temps après avoir été déplacées ; d'où une vitesse limite au-dessous de laquelle les molécules ont largement le temps de revenir en place. Les tensions interfaciales sont pratiquement celles d'équilibre, alors qu'au dessus la désorientation est durable, et les énergies superficielles plus élevées ;

3. Enfin, un effet de dissolution réciproque à la surface de contact, qui ne peut être supposée comme sans épaisseur que par simplification.

A l'action physico-chimique s'ajoute l'effet hydrodynamique de la vitesse dont la valeur varie du centre à la paroi. On le traduit par une nouvelle expression θ' de l'angle de contact, formulée par ROSE et HEINS en fonction de l'angle de contact statique θ , et de la vitesse du ménisque V :

$$\cos \theta' = \cos \theta + f_v \cdot V$$

où f_v est un coefficient négatif que l'expérience situe autour de -0,03 à -0,04 s/cm pour l'eau et une température ambiante de l'air de 20°C (en négligeant le terme dV/dt). Avec de telles valeurs, il est bien évident que le facteur correctif est inutile, sauf lorsque la vitesse du ménisque avoisine le centimètre par seconde - ce qui ne se produit que pour des gradients élevés dans des milieux relativement perméables. θ garde pratiquement la valeur qu'il possède à l'état statique.

Doit-on faire intervenir dans nos mesures ce qui se passe dans les microburettes ? Il semble que l'effet en soit limité, pour la plus grande partie des expériences au moins. La variation de l'angle de contact θ entraîne celle de la pression dans le liquide, et celle-ci est indiquée de façon permanente par les piézomètres, car c'est elle qui nous intéresse au premier chef. Tout au plus pourra-t-on reprocher à l'ensemble piézomètre-microburette de présenter un certain retard, et de demander des corrections pour la connaissance du débit réel : l'eau dans le piézomètre ne peut monter ou descendre que par puisage dans la microburette, ou par diminution apparente de son débit. On constate également que la dénivellation entre le ménisque du tube vertical et l'axe de l'horizontal varie suivant le sens de l'écoulement (remplissage ou vidange), comme le prévoit la théorie. Le calcul n'en a pas été fait puisqu'il ne nous intéresse pas, la compensation étant automatique.

Par contre, on trouve un aspect non moins important de cette théorie lorsqu'on opère avec des tubes non siliconés. Quand l'air chasse l'eau (vidange), un fluide moins visqueux remplace le plus visqueux ; le remplacement de l'eau par l'air le long de la paroi peut n'avoir pas le temps de s'effectuer parfaitement, ce qui provoque le dépôt d'un mince film d'eau sur le verre. Par la suite, soumise à la pesanteur si son épaisseur est suffisante, l'eau s'accumule à la partie inférieure formant d'abord une ligne ; puis, les phénomènes capillaires

de formation de gouttes interviennent pour constituer des gouttelettes. Celles-ci devenant assez grosses, ou le diamètre du tube étant petit, peuvent former un index liquide avec deux ménisques supplémentaires - ce qui modifie radicalement la charge de l'écoulement (figure 25). Cela ne se produit bien entendu que si la vidange est rapide, dans le tube haut pendant la filtration, dans le bas avant la mise en route de l'essai. Mais il est exceptionnel de retrouver le phénomène inverse de formation de bulles d'air à l'arrière du ménisque. D'ailleurs, le choix d'un tube de diamètre approprié limite les risques.

Ceux-ci ne sont pas excessifs : le plus souvent on s'aperçoit des défauts et il est possible de refaire l'expérience chaque fois qu'on trouve un résultat anormal (une bulle a pu se former et disparaître en l'absence de l'observateur).

En conclusions, nous pensons que l'influence des phénomènes capillaires dans les microburettes n'a pas à être prise en compte autrement que dans la mesure de la charge hydraulique. Par contre, pour celle-ci, cette influence est à prendre en considération et demande une surveillance attentive de la forme des ménisques, indice de l'état de la surface intérieure des tubes de verre. D'autant plus que les piézomètres sont le siège de mouvements lents et de sens variable, comme nous venons de le montrer.

IV. 3. MODE OPERATOIRE ET PRECISION DES RESULTATS OBTENUS

Il serait fastidieux d'indiquer pour chacun des montages l'ordre des mesures et les opérations préliminaires. Par exemple, les opérations d'étalonnage ont été faites une fois pour toutes. Il a fallu pour cela vérifier le diamètre intérieur du cylindre (7 cm $\pm$ 0,002) et la hauteur initiale de l'éprouvette avec ou sans papier filtre pour les deux positions de la broche. L'étalonnage de toutes les microburettes,

après siliconage, a été fait par pesée de mercure avec plusieurs répétitions : c'est semble-t-il l'opération la moins précise (un millimètre pour une longueur de 60 cm, soit 1/600 ramenée à 1/1000 par les répétitions), avec la hauteur initiale.

Les mesures ne peuvent commencer que lorsque la consolidation de l'éprouvette paraît terminée, et qu'après avoir purgé d'air les conduits presque tous en Rilsan, donc transparents.

La feuille de mesure se présente comme l'indique le tableau 4.

Date	Numéro de l'essai	Température début / fin
Ecrasement de l'éprouvette	gauche droite moyenne	
Hauteur de l'éprouvette h = hauteur initiale - écrasement		

TUBE HAUT (A)

Heure	Chronomètre	Piézomètre	Microburette
début....	0	H_1	L_1
fin	.....	H'_1	L'_1

TUBE BAS (B)

Heure	Chronomètre	Piézomètre	Microburette
début....	0	H_1	L_1
fin	.....	H'_1	L'_1

Essai suivant à sens d'écoulement inversé

TUBE HAUT (B)

mêmes mesures	

TUBE BAS (A)

mêmes mesures	

Dans ces conditions, le calcul de la perméabilité est extrêmement simple et se déduit de la loi de Darcy :

$$Q = K \cdot S. \frac{H}{h}$$

Par exemple, le débit dans le tube haut de section s, où le ménisque s'est déplacé de L_1 en L'_1 dans le temps t est :

$$Q = \frac{s}{t} (L_1 - L'_1)$$

corrigé , le cas échéant, de la différence $H_1 - H'_1$ dans le sens convenable.

Le tableau 5, ci-après, donne un exemple de mesures.

La valeur de la perméabilité est déterminée par l'équation :

$$K = \frac{s}{t} \cdot \frac{h}{H} \cdot \frac{L}{S} \quad \text{et} \quad k = K \cdot \frac{\nu}{g} \qquad (IV.1)$$

Pour la mesure n° 20

$H = 158,52 - 99,10 = 59,42$ cm $h = 2,005$ cm

pour le tube A :

$s = 1,370$ $L = 28,95$ $t = 1947$ sec

il en résulte $K_{13°7} = 1,823.10^{-7}$ cm/s $k = 2,139.10^{-4}\ \mu^2$

pour le tube B

$K_{13°7} = 1,873.10^{-7}$ cm/s $k = 2,198.10^{-4}\ \mu^2$

Pour l'essai suivant

Tube A

$K_{13°8} = 1,829.10^{-7}$ $k = 2,140.10^{-4}\ \mu^2$

Tube B

$K_{13°8} = 1,844.10^{-7}$ $k = 2,158.10^{-4}\ \mu^2$

d'où les valeurs moyennes :

perméabilité globale à 20°C $K = 2,159.10^{-7}$ cm/sec

perméabilité géométrique ou intrinséque $k = 2,16.10^{-4}\mu^2$

TABLEAU 5

Date	Numéro de l'essai	Température début Température fin
2 décembre 1969	N° 20	13°7 13°7

Hauteur initiale de l'éprouvette : 2,380 cm
Ecrasement de l'éprouvette gauche : 0,3735 cm
droite : 0,3755 cm
moyenne : 0,3745

Hauteur h = 2,005

TUBE HAUT (A)

Heure	Chronomètre	Piézomètre	Microburette	Déplacement
début : 14h15	0	158,6	39,8	28,8+0,15 = 28,95
fin : 15h47	32 min 27 sec	158,45	11	

TUBE BAS (B)

14h15	0	99,1	4,5	= 30,0cm
15h47	32 min 38 sec	99,1	34,5	

	N° 23			13°8 13°8

TUBE HAUT (B)

16h32	0	158,7	40,7	26,7+0,2 = 26,9
17h02	30 min 30 sec	158,5	14,0	

TUBE BAS (A)

16h32	0	99,6	5,0	= 28,0
17h02	30 min 35 sec	99,6	33,0	

Section de l'éprouvette : 38,537 cm^2
Section du tube A : 1,370 mm^2
Section du tube B : 1,380 mm^2
Section des piézomètres : 1,35 mm^2
Correction de température (viscosité cinématique) 13°7 : 1,1730 - 13°8 : 1,1700

IV.3.a. PRECISION DES MESURES

Calculons la précision des résultats obtenus à partir de la formule (IV.1). Il vient :

$$\left|\frac{\Delta K}{K}\right| = \left|\frac{\Delta S}{S}\right| + \left|\frac{\Delta s}{s}\right| + \left|\frac{\Delta h}{h}\right| + \left|\frac{\Delta L}{L}\right| + \left|\frac{\Delta t}{t}\right| + \left|\frac{\Delta H}{H}\right| \qquad (IV.1)$$

ce qui nous permet une application numérique immédiate.

Ecartons d'abord les erreurs relatives à la géométrie de l'appareil, donc systématiques, La section S du cylindre et celle s de la microburette en sont le type, lorsque le calibrage est bon. On peut d'ailleurs l'évaluer à 5.10^{-4}.

L'erreur relative sur la hauteur de l'éprouvette $\Delta h/h$ est la somme de l'erreur systématique sur la hauteur initiale et de celle systématique aussi pour chaque étage de porosité, sur la mesure de l'écrasement. Comme cette dernière se fait au centième de millimètre près, avec deux comparateurs,nous obtenons donc une erreur relative de 10^{-3} pour une hauteur d'éprouvette généralement de l'ordre du centimètre. Ce $\Delta h/h$ influe sur la valeur du gradient hydraulique, et sur celle de la porosité.

Les erreurs sur les trois derniers termes sont réellement et entièrement accidentelles. Celle sur le déplacement du ménisque L, lu par coïncidence aux deux extrêmités avec une précision de 1/10 mm pour 30 cm de déplacement, donne une précision $\Delta L/L$ de 2/3000, soit une erreur inférieure à 10^{-3}.

Pour cet essai, la durée est de 2000 secondes environ ; en comptant que le démarrage et l'arrêt du chronomètre se font à 1/10 de seconde près, l'erreur accidentelle - dix fois plus faible que la précédente - est négligeable.

Enfin, la charge hydraulique est ladifférence de hauteur de colonnes d'eau mesurées chacune à 1/10 de millimètre près; ainsi pour une hauteur de H = 60cm, l'erreur probable est de 3.10^{-4} donc du même ordre que les deux autres (mais il s'agit là d'un cas favorable). Pour les faibles charges,elle devient très importante : pour H = 3 cm par exemple, les erreurs absolues étant identiques, l'erreur relative est de 1/150. Si les écarts restaient du même ordre il faudrait modifier les instruments de mesures pour les adpater à celles des faibles charges, donc les dédoubler. Mais ce sont les valeurs maximales des erreurs, c'est pourquoi nous avons préféré conserver un système unique pour toute la plage de variation, et approfondir la connaissance du phénomène par la multiplication des essais, plutôt que d'avoir la césure nette provoquée par le changement de système. La charge hydraulique est un paramètre fondamental : il conditionne la précision de la mesure de perméabilité et du gradient hydraulique J.

En effet, la formule J = H/h permet le calcul d'erreur :

$$\left|\frac{\Delta J}{J}\right| = \left|\frac{\Delta H}{H}\right| + \left|\frac{\Delta h}{h}\right|$$

et montre, avec les valeurs précédemment trouvées, que $\Delta J/J$ (de l'ordre du millième pour les gradients élevés) tombe au centième pourles faibles gradients du seul fait de l'erreur sur la charge hydraulique.

Enfin, la porosité est le dernier paramètre important. A la fin de chaque série d'essais, l'éprouvette est pesée après passage à l'étuve à 105°C, et sa masse m permet de calculer la hauteur réduite h_o de l'éprouvette à partir de sa masse spécifique ρ mesurée une fois pour toutes à l'aide d'un picnomètre

$$h_o = \frac{m}{\rho \cdot S} \quad \text{et} \quad \left|\frac{\Delta h_o}{h_o}\right| = \left|\frac{\Delta m}{m}\right| + \left|\frac{\Delta \rho}{\rho}\right| + \left|\frac{\Delta S}{S}\right| \qquad (IV.3)$$

Sur une quantité de 40 g pesée au demi-centigramme, l'erreur est de un dix-millième. La masse spécifique est $\rho = 2{,}60 \pm 0{,}01$; donc $\Delta\rho / \rho = 4.10^{-3}$ est aussi l'erreur relative sur la hauteur réduite $h_o = 0{,}4$ cm. L'erreur absolue est $\Delta h_o = 1{,}6.10^{-3}$ cm. La porosité est donnée par la formule :

$$P = 1 - \frac{h_o}{h}$$

d'où

$$\frac{\Delta P}{1-P} = \left|\frac{\Delta h_o}{h_o}\right| + \left|\frac{\Delta h}{h}\right| \qquad \frac{\Delta P}{P} = \frac{1-P}{P}\left\{\left|\frac{\Delta h_o}{h_o}\right| + \left|\frac{\Delta h}{h}\right|\right\}$$

ou encore

$$\frac{\Delta P}{P} = \left|\frac{\Delta h_o}{h - h_o}\right| + \frac{|\Delta h|}{h-h_o} \cdot \frac{h}{h_o}$$

On a vu que Δh est de 10^{-3}cm, aussi :

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{0{,}4}{0{,}6}\left\{4\ 10^{-3} + 10^{-3}\right\} = 3{,}3\ \ 10^{-3}$$

Pour nos valeurs numériques, nous avons finalement :

$$\frac{\Delta k}{k} = 5.10^{-4} + 5.10^{-4} + 10^{-3} + 6.10^{-4} + 1.10^{-4} + 3.10^{-4} = 3.10^{-3}$$

ce qui, pour la valeur trouvée de $k = 2{,}159.10^{-4}\mu^2$ permet de dire que la valeur du troisième chiffre est pratiquement sure.

Passant à la perméabilité géométrique k, la relation de définition (IV.1) permet d'écrire :

$$\left|\frac{\Delta k}{k}\right| = \left|\frac{\Delta K}{K}\right| + \left|\frac{\Delta \nu}{\nu}\right|$$

En fait, pour l'eau, la viscosité est relativement bien connue et on peut considérer que l'erreur est négligeable si la température est connue de façon précise. Or, ce n'est pas le cas. L'examen des conditions expérimentales montre que la présence de l'observateur est pratiquement continue pour les mesures courtes, tandis qu'elle est relativement brève pour les mesures de longue durée - et nous avons assez souligné que la température en était affectée. D'autre part, sa mesure est faite à quelque dixième de degré près.

Cette seule erreur sur la lecture entraîne une erreur sur la viscosité cinématique ν ; $\frac{\Delta \nu}{\nu} = 3.10^{-3}$. D'autre part, l'indication du thermomètre, influencé par la chaleur dégagée par l'opérateur, ne doit pas être prise sans précaution. Pratiquement, on ne le consulte qu'en entrant dans le laboratoire après une absence prolongée et on considère qu'entre deux lectures la variation est uniforme.

En fait, à elle seule, l'erreur relative sur la température équivaut à toutes les autres réunies, systématiques ou accidentelles.

Pour la porosité correspondante, on voit qu'il est inutile de donner la valeur avec plus de 3 chiffres significatifs.

Le problème est plus ardu lorsque les mesures sont faites sur une éprouvette contenant de l'air piégé. Auparavant, les variations de température n'avaient d'influence que sur la viscosité de l'eau et pas sur les canalisations grâce à la double mesure de débit. Mais dans ce cas, elles peuvent jouer sur le volume de l'air occlus. Nous avons vu sur l'exemple précédent que, pour une variation d'un dixième de degré, la correction de température pour la viscosité de l'eau passe de 1,1730 à 1,1700 ; cela représente pour une erreur du même ordre sur la mesure de la température réelle un écart de 3.10^{-3}, soit une erreur égale à celle qu'on avait accidentellement sur la perméabilité.

L'air piégé se dilatant, il s'ensuit une diminution du volume disponible pour la circulation de l'eau : en effet, il ne peut y avoir gonflement de l'éprouvette, donc variation de porosité totale, Il est facile de calculer l'influence de cette dilatation. Le volume total de l'éprouvette V est la somme de ceux V_s de la partie solide, V_a de l'air piégé, V_e de l'eau. La porosité géométrique P est définie par :

$$P = \frac{V_a + V_e}{V}$$

et la porosité utile par :

$$P_u = \frac{V_e}{V} = P - \frac{V_a}{V}$$

Une augmentation de Δt degrés provoque une dilatation :

$$\Delta V_a = V_a \cdot \alpha \cdot \Delta t = \frac{V_a \cdot \Delta t}{273}$$

IL en résulte donc une variation de porosité utile qui passe de :

$$P_u = P - \frac{V_a}{V} \quad \text{à} \quad P'_u = P - \frac{V_a + \Delta V_a}{V}$$

d'où :

$$\Delta P_u = - \frac{V_a}{273\ V} \cdot \Delta t$$

Dans un de nos essais, nous avions un volume d'air piégé de 3 cm^3 pour un volume total $V = 86\ cm^3$. A une variation de température d'un degré correspond celle de la porosité utile de 1.10^{-4} qui se traduit comme on le verra par ailleurs par une variation de perméabilité dix fois plus grande environ, soit de l'ordre du millième. Une telle erreur ne serait pas négligeable, mais une différence de température de cet ordre est realtivement rare durant une série de mesures portant sur quelques jours ; elle est aussi bien plus faible que l'erreur provoquée par un écart de un dixième de degré sur la température réelle de l'échantillon.

IV.3.b. CHOIX DU DIAMETRE DES TUBES

Comme tous les choix, il résulte d'un compromis ; ici , il faut maintenir dans des intervalles de temps raisonnables la durée des mesures, avec cependant l'impératif de ne pas changer de microburette durant une série, en passant d'un gradient à l'autre. La limite maximale de la durée est celle qu'imposent les conditions de constance de la température et de la hauteur de l'éprouvette (consolidation) ; la minimale est celle compartible avec la précision de la mesure qu'un intervalle trop bref diminue, tant sur la lecture des longueurs que sur l'indication du chronomètre. Enfin, parce que le défilement trop rapide du ménisque risque de laisser un film d'eau, ou des bulles, à l'arrière, il nous a fallu adapter les diamètres choisis à la perméabilité mesurée. Pour les piézomètres nous avons gardé constamment une section de 3 mm^2 environ. Pour les microburettes, on a utilisé plusieurs séries. Au début de nos expériences, nous avons pris une section aussi de 3 mm^2 et nous avons apporté un grand soin au nettoyage ; ce n'est que plus tard, lorsque les silicones ont été mis dans le commerce, que nous avons pu prendre des sections plus faibles (de 1,3 à 3 mm^2) suivant les perméabilités à mesurer. Cependant, ils peuvent être une cause d'erreur puisque l'épaisseur du film déposé (de l'ordre du centième de millimètre) peut n'être pas tout à fait régulière, et qu'il peut se produire des variations brutales de l'angle de contact eau-verre. Nous réduisons l'erreur en travaillant quand c'est possible sur la même longueur du tube, faisant varier le temps de la mesure.

IV. 4. RESULTATS EXPERIMENTAUX CONCERNANT LE KAOLIN SATURE

IV.4.a. INFLUENCE DU TEMPS

Chaque série d'expériences comportant des variations de charge hydraulique et de contrainte mécanique, donc de hauteur de l'échantillon, est de très longue durée. Par exemple, la première série d'expériences utilisable a commencé le 1er février 1952 pour se terminer le 20 juin ; la seconde a durée du 27 octobre au 29 mai suivant.

Dans ces conditions, l'influence du temps pouvait se faire sentir sur plusieurs facteurs, entre autres le développement de bactéries (dont nous n'avons pas constaté la moindre trace), une modification de la géométrie due au déplacement de particules, ou à un gonflement éventuel, que nous allons étudier.

Bien que les expériences aient duré chaque fois plus de six mois, on ne peut comparer les perméabilités initiale et finale relatives à un échantillon qui a subi un écrasement considérable. Nous disposons cependant de mesures faites à plus de vingt jours d'intervalle durant lesquels l'éprouvette est restée saturée mais sans circulation d'eau. La température ayant très peu varié, il est légitime de corriger la perméabilité en tenant compte de la variation de viscosité de l'eau.

Les résultats obtenus sont les suivants . (Tableau 6)

On constate un faible écart entre les deux séries, de l'ordre de grandeur de l'erreur expérimentale. On peut donc affirmer que le temps n'a pas directement d'influence sur la perméabilité, si le débit d'eau a été interrompu.

Un autre essai donne des résultats moins nets, après une interruption du 18 décembre au 12 janvier, mais cela peut être explicable. En effet une éprouvette d'argile placée sous une contrainte de compression s'écrase, et sa consolidation demande un temps théoriquement très grand. Mais lorsque l'écrasement est déjà important tant à cause de l'intensité de la contrainte que de sa durée d'application, la variation de hauteur devient très faible et même insensible : c'était le cas dans l'exemple précédent. Mais sous une charge plus faible (1350 Newton), la consolidation est plus lente ; à titre d'exemple, voici un relevé de valeurs de l'écrasement Δh en fonction du temps sur un échantillon de 0,818 cm de hauteur initiale (Tableau 7)

Force appliquée : 4300 Newton - Hauteur de l'éprouvette : h=0,725 - Porosité = 0,493

DATE	T°C	CHARGE Δ Hcm	DEPLACEMENT l en cm	DUREE secondes	PERMEABILITES	
					$K.10^7$ cm/s	$k.10^4$ μ^2
	11°3	56,85	53,8	5886	0,872	1,093
du	11°3	46,85	54,3	7335,2	0,857	1,074
23 mars 53	11°4	36,85	55,2	9404,8	0,864	1,079
	11°4	16,9	54,3	20711	0,8415	1,051
au	11°5	46,85	55,8	7324	0,882	1,097
25 mars 53	11°5	26,92	53,8	12540	0,865	1,077
	11°5	6,9	25,6	24360	0,826	1,03
20 jours plus tard sur la même éprouvette et avec la même contrainte h = 0,725 cm , P = 0,493						
	11°	56,95	53,8	5890	0,870	1,099
du	11°	36,95	53,8	9169,4	0,861	1,088
14 avril 53	11°2	46,95	54,8	7242,5	0,874	1,095
au	10°8	26,95	54,3	12903	0,847	1,076
	11°	16,95	55,8	21143,5	0,845	1,066
18 avril 53	11°2	6,97	27,9	25580	0,849	1,066

TABLEAU 6

Temps	Δh en 1/100 mm
0	0
15 sec	22
30 sec	24
1 min	26
2 min	28
5 min	28,9
10 min	29,3
30 min	30,2
1 heure	30,9
2 heures	31,2
6 heures	32
10 heures	32,2
1 jour	32,8
2 jours	33
5 jours	35
1 mois	37
2 mois	38

TABLEAU 7

On remarquera que l'écrasement est régulier pendant les premières heures , puis se poursuit par à coups (peut-être à cause des frottements piston-cylindre ?), ce qui peut expliquer les décrochements constatés sur certains graphes k (J) (figure 27) : la valeur réelle de la hauteur de l'éprouvette peut légèrement varier , mais nous avons systématiquement rejeté toute mesure durant laquelle un affaissement a été enregistré. La décroissance de perméabilité dans le temps pourrait donc être attribuée uniquement à la consolidation de l'éprouvette.

Un troisième cas est pourtant à envisager : celui où la circulation de l'eau ne s'arrête pas durant le temps considéré. Nous n'avons pas d'essai de ce type pour des échantillons de kaolin pur mais seulement des essais successifs séparés par des temps d'arrêt de trois semaines. Nous ne donnerons pas tous les résultats, mais ceux relatifs

à une seule charge hydraulique de 57 cm environ.

Date	h	T°C	Δ H	L	durée	K.10^7cm/s	k.$10^4\mu^2$	P
9. 12. 52	0,785	8°1	57,50	53,8	4079,2	1,348	1,850	0,532
16. 12. 52	0,783	9°5	57,49	53,8	3989	1,375	1,812	0,531
12. 1. 53	0,781	8°2	57,40	53,8	4254	1,288	1,758	0,529
19. 1. 53	0,781	7°9	57,28	55,3	4452,8	1,267	1,750	0,529
5. 2. 53	0,780	8°	56,95	55,8	4579	1,250	1,721	0,528
9. 2. 53	0,780	8°8	57	53,8	4306	1,281	1,724	0,528

TABLEAU 8

Ce tableau montre qu'avec le temps la perméabilité et la porosité décroissent ensemble. On peut essayer de calculer l'effet dû à la seule action de la porosité en utilisant la formule de Kozeny-Carman :

$$K = A \frac{P^3}{(1 - P)^2} \qquad \text{(III.6)}$$

En la dérivant, il vient :

$$\frac{\Delta K}{K} = 3 \frac{\Delta P}{P} + 2 \frac{\Delta P}{(1-P)}$$

Dans cet exemple, entre le premier et le dernier jour, la variation de porosité a été :

$$\Delta P = 0{,}004 \text{ d'où } \frac{\Delta K}{K} = 3 \frac{4}{530} + 2 \frac{4}{470} = 4/100$$

alors que le calcul direct donne 7/100.

Mais la moitié de la variation de porosité s'est produite entre le 16.1.52 et le 12.1.53 pendant que le débit à travers l'éprouvette avait cessé : et la variation de perméabilité a été du même ordre. On peut donc dire que linterruption ou le passage du courant liquide pendant un temps assez long n'a pas de conséquences sur la perméabilité du kaolin pur. On s'aperçoit également que l'application de la formule de Kozeny sous sa forme dérivée n'explique pas complètement dans ce cas particulier les variations concomitantes de porosité et de perméabilité. Mais il est vrai que ces variations restent très faibles.

IV.4.b. INFLUENCE DE LA TEMPERATURE

En étudiant la perméabilité intrinsèque k, on élimine l'effet de la température surla viscosité du liquide et sur sa masse spécifique puisque le facteur correspondant a déjà été écarté. On peut toutefois concevoir qu'il subsiste un autre effet sur l'eau adsorbée par exemple.

Sur les sables, HUGUES a effectué une vérification expérimentale en transportant son perméamètre dans des locaux à températures différentes. Il a obtenu une excellente concordance entre les valeurs mesurées de la perméabilité et celles calculées. Malheureusement, notre appareil n'est pas transportable, et nous ne pouvons faire varier artificiellement la température de notre salle.

A défaut d'écarts de grande amplitude, nous disposons dans le tableau 6 de deux mesures entre lesquelles la température a varié de 0°8 (25.3.53 et 15.4.53), pour une charge de 27 cm. On constate une très bonne concordance des valeurs de k. Mais cette amplitude est vraiment trop faible pour que nous soyons absolument affirmatifs. Les essais ont été exécutés sous des températures allant de 8° à 16°, et cependant aucune anomalie n'a été relevée en pratiquant uniquement les corrections de viscosité de l'eau.

Degrés	Dixièmes de degré									
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
7	1,418	1,414	1,410	1,406	1;402	1,398	1,393	1,389	1,385	1,381
8	1,377	1,373	1,369	1,365	1,361	1,357	1,354	1,350	1,346	1,342
9	1,338	1,334	1,330	1,326	1,322	1,318	1,314	1,310	1,306	1,302
10	1,300	1,296	1,292	1,289	1,285	1,282	1,278	1,274	1,271	1,267
11	1,263	1,260	1,256	1,253	1,249	1,246	1,242	1,238	1,235	1,231
12	1,227	1,224	1,221	1,217	1,214	1,211	1,207	1,204	1,201	1,198
13	1,195	1,192	1,189	1,186	1,183	1,180	1,176	1,173	1,170	1,167
14	1,164	1,161	1,158	1,155	1,152	1,149	1,146	1,143	1,140	1,137
15	1,134	1,131	1,128	1,125	1,122	1,119	1,116	1,113	1,110	1,107
16	1,105	1,102	1,099	1,096	1,093	1,091	1,088	1,085	1,083	1,080
17	1,077	1,074	1,071	1,069	1,066	1,063	1,060	1,057	1,054	1,051
18	1,049	1,046	1,044	1,041	1,039	1,036	1,034	1,031	1,029	1,026
19	1,024	1,021	1,019	1,017	1,014	1,012	1,010	1,007	1,005	1,002
20	1,000	0,998	0,995	0,993	0,990	0,988	0,985	0,983	0,980	0,978
21	0,975	0,973	0,971	0,969	0,967	0,964	0,962	0,960	0,958	0,956
22	0,953	0,951	0,949	0,947	0,945	0,942	0,940	0,938	0,936	0,934
23	0,932	0,929	0,927	0,925	0,923	0,921	0,919	0,917	0,914	0,912
24	0,910									

d'après HUGUES et SCHOELLER citant HODGMAN (1951)

Rapport des viscosités cinématiques de l'eau à une température donnée à celle à 20°C.

TABLEAU 9

Si nous avons fait une réserve, c'est que diverses théories font intervenir la viscosité de l'eau au voisinage des particules argileuses, et rien ne prouve que la température agisse suivant la même loi sur l'eau libre et l'eau liée. Le nombre de couches adsorbées peut varier, modifiant le volume de l'eau en mouvement ce qui ne permet plus de négliger l'eau liée si elle représente une part importante de l'eau saturante. KUTILEK (1967) s'est intéressé à ce problème sans toutefois arriver à le résoudre. D'après lui, pour le kaolin, le rapport des volumes d'eau libre et d'eau liée est de 10 à 1. Dans ces conditions, quelle que soit la différence de comportement en fonction de la température, l'écart par rapport à la loi normale de la variation de la viscosité ne peut avoir qu'une influence assez faible.

C'est pourquoi nous avons écarté cette éventualité, et n'avons considéré pour étudier la variation de la perméabilité que celle de la viscosité cinématique. Nous avons utilisé les tableaux de conversion existants (HUGUES (29), SCHOELLER (65) citant HODGMAN) donnant pour l'eau et pour chaque température (de dixième de degré en dixième de degré) le rapport de la viscosité cinématique à celle à 20° qui est sensiblement 0,01 poise (exactement 0,010060) ; cela facilite considérablement le calcul de la perméabilité intrinsèque à partir de la formule de Darcy.

On trouvera en annexe un tableau de conversion (Tableau 9).

IV.4.c. INFLUENCE DU GRADIENT HYDRAULIQUE J

Ayant écarté l'influence du temps (du moment que dans les conditions où nous opérons la consolidation est pratiquement terminée) et pouvant corriger celle de la température (puisqu'elle n'intervient que par la viscosité), la vérification de la loi de Darcy nous conduit à suivre l'influence du gradient hydraulique. Pour cela, comme

nous l'avons fait précédemment, nous calculons la perméabilité géométrique de l'éprouvette par la formule (IV.1) pour chaque valeur de la charge hydraulique. Il eût été intéressant de pouvoir faire varier également la hauteur de l'échantillon, puisque le gradient hydraulique est le rapport de ces deux grandeurs ; mais comment avoir deux éprouvettes dont on soit sûr qu'elles sont identiques, à l'épaisseur près ? L'intérêt d'un tel essai serait de mettre en valeur le rôle des faces d'entrée et de sortie.

En fait, nous savons que, contrairement à l'affirmation de DARCY, la perméabilité n'est pas constante, et le seul examen du tableau 6 montre des écarts importants dès que la charge varie c'est-à-dire le gradient hydraulique. Nous savons aussi que ce point est le plus controversé : nous avons multiplié les mesures pour le vérifier. Au cours de nos expériences nous n'avons pas constaté d'influence du temps: ceci confirme qu'il n'y avait pas de phénomène de consolidation, au cours de chaque série d'essais. Quant à la température, elle intervenait par l'intermédiaire de la viscosité comme le laisse prévoir la loi de Darcy.

Les valeurs du tableau 6 ont été obtenues sur un oedomètre muni d'une microburette horizontale, et avec un niveau aval constant.

Afin d'utiliser un appareillage semblable à celui d'OLSEN, nous avons effectué des essais avec un injecteur, les débits étant vérifiés à l'aval sur une microburette. Nous avons obtenu sur du kaolin les résultats ci contre avec une éprouvette de hauteur h=0,688 cm. Nous avons également employé le montage à deux microburettes pour vérifier la symétrie de l'écoulement suivant son sens (per descensum et per ascensum). Pour détecter une éventuelle influence de la légère différence de section des tubes, nous avons calculé la perméabilité intrinsèque à partir des débits mesurés sur chacun d'eux.

Repère Réglage Injecteur	T°C	Δ H	Débit cm^3/s	J	$K.10^7$ cm/s	$k.10^4 \mu^2$
4 Rouge	20°	34,89	$0,3287.10^{-3}$	50,7	1,700	1,700
3 Rouge	20°1	26,12	$0,2477.10^{-3}$	37,97	1,694	1,690
1 Rouge	20°	13,16	$0,1237.10^{-3}$	19,12	1,684	1,684
10 Vert	19°6	4,48	$0,054 .10^{-3}$	9,42	1,493	1,508
9 Vert	19°6	5,035	$0,405 .10^{-4}$	7,32	1,441	1,455
9 Vert	20°	4,88	$0,405 .10^{-4}$	7,1	1,486	1,486
8 Vert	20°	3,44	$0,2698.10^{-4}$	5	1,406	1,406
6 Vert	21°	1,79	$0,135 .10^{-4}$	2,61	1,347	1,314
11 Vert	21°2	11,16	$1,010 .10^{-4}$	16,23	1,621	1,574
10 Vert	21°1	6,28	$0,540 .10^{-4}$	9,12	1,541	1,499
12 Vert	21°1	14,56	$1,360 .10^{-4}$	21,13	1,674	1,629
4 Vert	20°	0,95	$0,0540.10^{-4}$	1,38	1,022	1,022
2 Vert	20°	0,55	$0,0272.10^{-4}$	0,80	0,889	0,889
2 Rouge	20°8	17,40	$1,660 .10^{-4}$	25,28	1,710	1,675
3 Rouge	21°	25,70	$2,477 .10^{-4}$	37,35	1,727	1,684
2 Vert	20°	0,65	$0,0272.10^{-4}$	0,94	0,747	0,747
4 Rouge	20°7	34,45	$3,310 .10^{-4}$	50,06	1,722	1,692
5 Rouge	20°8	64,61	$6,242 .10^{-4}$	93,9	1,731	1,692

TABLEAU 10

Nous relevons ainsi quatre valeurs pour chaque charge, mais nous n'en retiendrons que leur moyenne (tableau 11) (figure 26).

La décroissance des perméabilités intrinsèques mesurées sur des appareils différents, avec des méthodes différentes, prouve que le phénomène n'est pas accidentel. Sur le tableau 10, nous avons donné les mesures dans l'ordre où elles ont été faites, pour montrer justement que l'influence du temps de circulation de l'eau n'a pas joué de rôle.

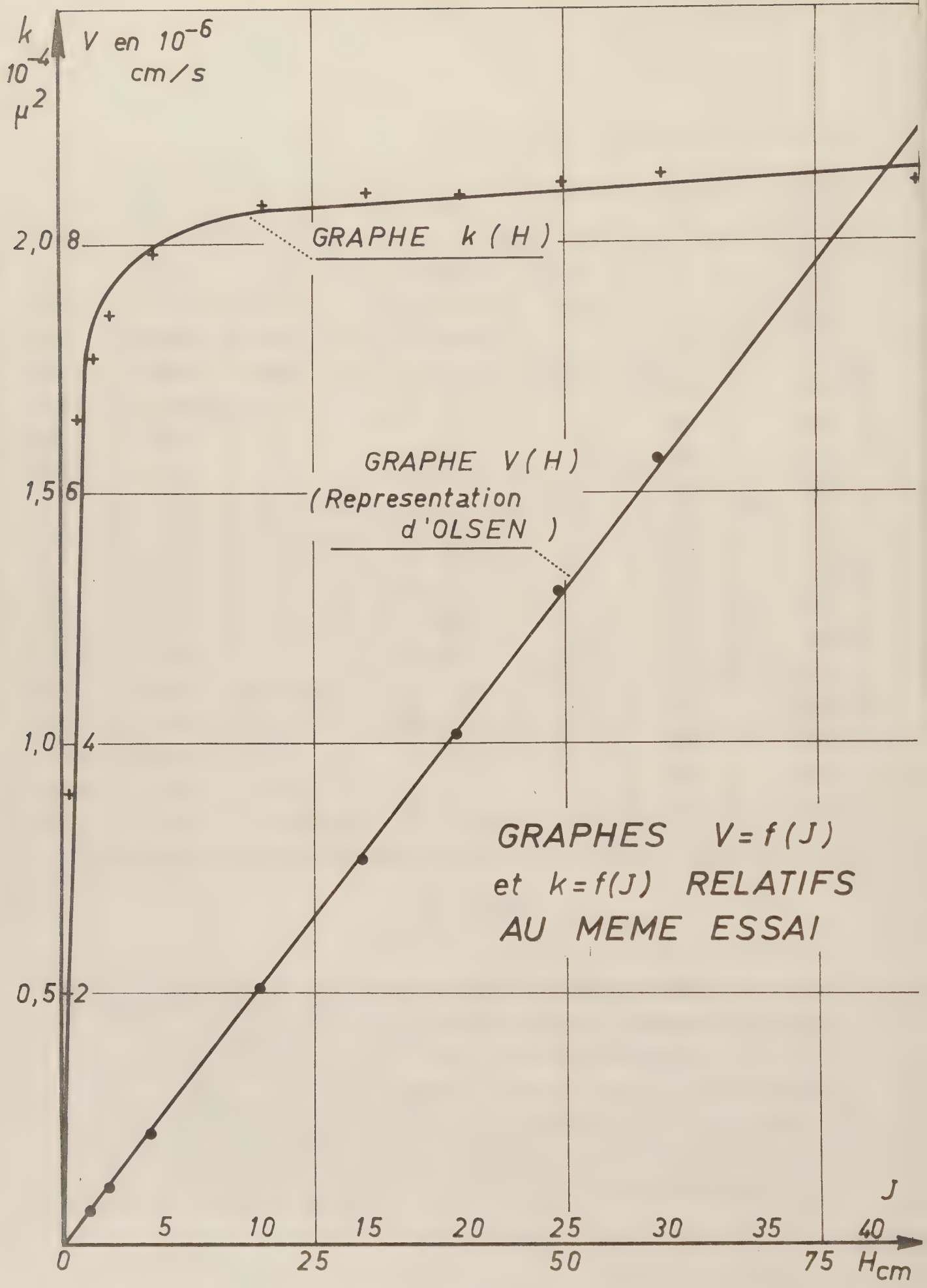

k
10⁻⁴
μ²
V en 10⁻⁶
cm/s
2,0
8
1,5
6
1,0
4
0,5
2
GRAPHE k (H)
GRAPHE V (H)
(Representation
d'OLSEN)
GRAPHES V = f (J)
et k = f (J) RELATIFS
AU MEME ESSAI
J
5
10
15
20
25
30
35
40
0
25
50
75
Hcm

FIG. 26

h = 2 cm		Perméabilités $k.10^4 \mu^2$				
ΔH cm (approché)	Gradient J	Descensum		Ascensum		Moyenne
		Haut	Bas	Haut	Bas	
90	45	2,110	2,100	2,074	2,122	2,101
60	30	2,105	2,198	2,092	2,158	2,138
50	25	2,085	2,135	2,070	2,142	2,108
40		2,045	2,084	2,115	2,100	
	20			2,040	2,128	2,085
30	15	2,076	2,108	2,047	2,127	2,090
20		2,006	2,039	2,040	2,092	
	10			2,090	2,141	2,068
9		1,984	2,041	2,008	2,062	
	4,5	1,915	1,990	1,951	1,990	1,993
5	2,5	1,785	1,936			1,855
2,5	1,25	1,969	1,894	1,611	1,599	1,768
1,5	0,75	1,625	1,465	1,850	1,645	1,646
0,85	0,42	0,800	0,843	0,964	0,970	0,894

TABLEAU 11

Les valeurs du tableau 11 ont été classées pour leur présentation, mais les essais ont été effectués dans un ordre quelconque.

On remarquera aussi que des expériences à très faible gradient inférieur à l'unité ont donné des débits de filtration mesurables ; nous n'avons constaté aucun seuil de gradient pour le kaolin.

Pourquoi OLSEN, travaillant sur le même matériau (plus perméable toutefois) , n'a-t-il pas constaté cette diminution de perméabilité. Pour le comprendre, nous avons tracé comme lui le graphe V (J) relatif au tableau 11.

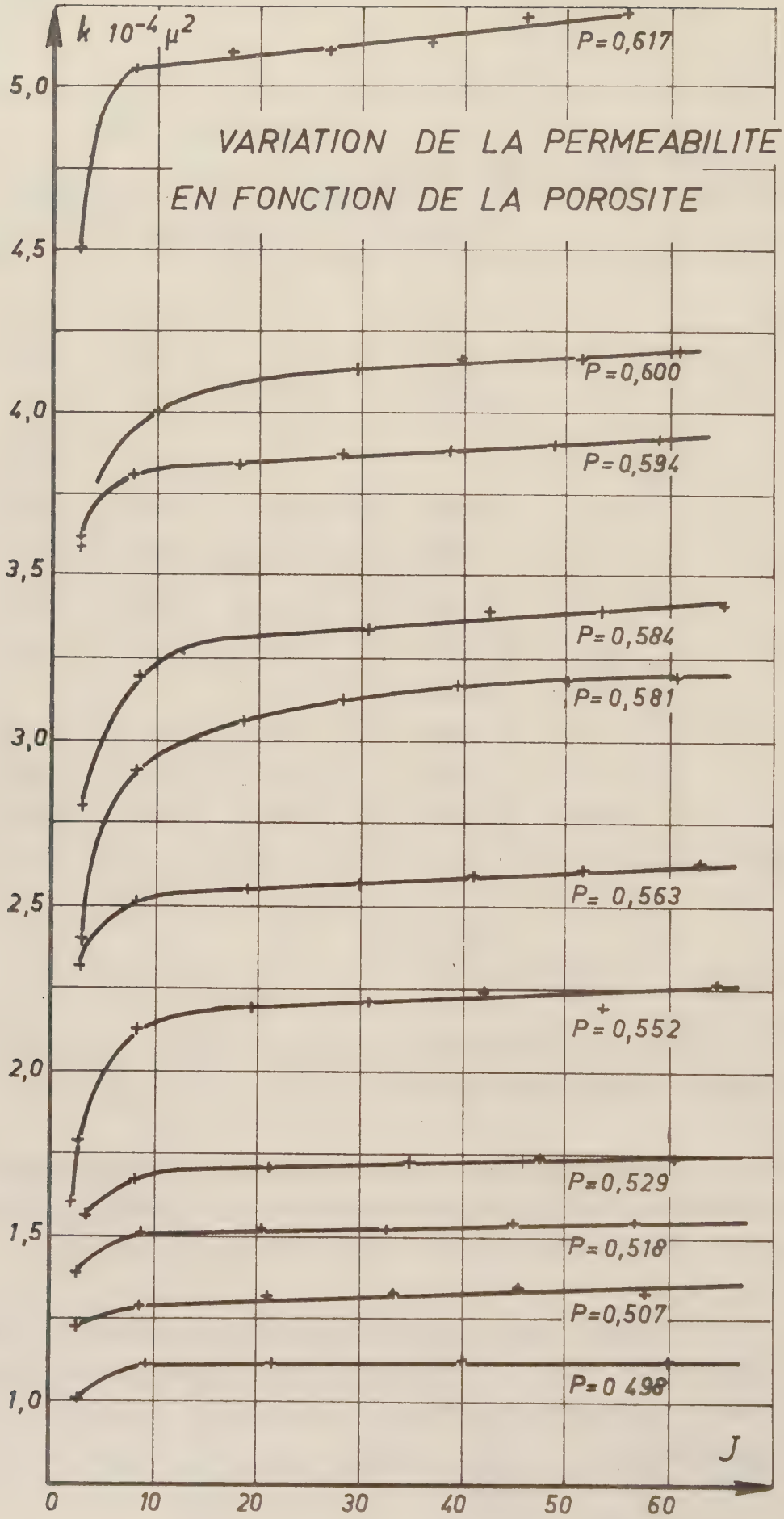

k 10⁻⁴ μ²
VARIATION DE LA PERMEABILITE
EN FONCTION DE LA POROSITE
P=0,617
P=0,600
P=0,594
P=0,584
P=0,581
P= 0,563
P= 0,552
P=0,529
P=0,518
P=0,507
P=0 498
5,0
4,5
4,0
3,5
3,0
2,5
2,0
1,5
1,0
0
10
20
30
40
50
60
J

FIG. 27

Nous voyons (figure 26) que les valeurs de la vitesse de filtration tirées de la perméabilité moyenne (il ne nous est pas possible de prendre les valeurs expérimentales qui correspondent à des températures différentes) paraissent exactement alignées, sauf très près de l'origine où il est difficile de mettre graphiquement les écarts en évidence. Nous pensons que la vitesse de filtration est une variable insuffisamment sensible pour détecter les variations éventuelles de la perméabilité. Mais nous ne devons cependant pas cacher le fait que l'utilisation du rapport V (J) accroît largement le risque d'erreur relative.

Naturellement, ces constatations ne sont valables que pour le kaolin : il n'est pas certain que la montmorillonite, par exemple, ne présente pas un seuil de gradient alors que le liquide en circulation est l'eau pure.

Examinons à nouveau notre graphe k (J) ou k (H). Il peut se décomposer en deux parties : l'une presque horizontale qui correspond aux gradients supérieurs à 10, l'autre, à pente très forte, semble relier la première à l'origine ; c'est là que les écarts à la moyenne sont les plus importants, signe d'une certaine instabilité. Nous tenterons plus loin d'interpréter ces faits (V.2. c).

IV.4.d. VARIATION DE LA PERMEABILITE AVEC LA POROSITE

En augmentant la contrainte de compression, nous écrasons l'éprouvette, par conséquent nous diminuons sa porosité. Corrélativement, la perméabilité baisse également, ce qui est logiquement prévisible. Nous disposons de deux séries complètes de mesures où les pressions sur l'éprouvette sont passées progressivement d'une valeur presque nulle à 11 bars. Il serait fastidieux de donner dans le détail les points obtenus : nous les avons indiqués sur le graphe k (J) (figure 27)

à partir duquel nous avons tiré par interpolation les perméabilités intrinséques relatives au même gradient hydraulique, mentionnées dans les tableaux suivants et exprimées en $10^{-4}{}_{\mu^2}$

k en $10^{-4}{}_{\mu^2}$								
S E R I E A								
J / P	3	10	20	30	40	50	60	70
0,617	4,60	5,06	5,09	5,13	5,16	5,19	5,24	
0,594	3,65	3,82	3,84	3,86	3,88	3,90	3,91	
0,581	2,50	2,94	3,06	3,12	3,16	3,17	3,19	
0,563	2,35	2,52	2,54	2,56	2,58	2,60	2,62	
0,552	1,87	2,12	2,18	2,20	2,22	2,24	2,26	
0,536	1,62	1,79	1,80	1,805	1,81	1,815	1,82	1,82
0,522	1,40	1,50	1,52	1,525	1,53	1,54	1,55	1,55
0,512	1,25	1,30	1,32	1,33	1,335	1,34	1,34	1,345
0,499	1,08	1,105	1,115	1,12	1,125	1,13	1,13	1,13
0,488	0,944	0,958	0,967	0,974	0,978	0,982	0,985	0,988
S E R I E B								
0,600	3,55	4,05	4,12	4,14	4,16	4,18		
0,584	2,85	3,22	3,32	3,36	3,38	3,40	3,40	
0,561	2,36	2,55	2,57	2,58	2,59	2,60	2,61	
0,551		2,22	2,26	2,29	2,30	2,31	2,315	2,32
0,532	1,56	1,67	1,71	1,72	1,73	1,74	1,75	1,76
0,518		1,44	1,45	1,46	1,47	1,48	1,49	1,50
0,507		1,23	1,24	1,25	1,26	1,265	1,27	1,27
0,493		1,03	1,05	1,065	1,078	1,088	1,096	1,104
0,483		0,910	0,914	0,920	0,926	0,932	0,938	0,943

TABLEAUX 12 et 13

A partir de ces valeurs, nous pouvons construire les graphes de variation de la perméabilité en fonction de la porosité, à gradient constant. La porosité varie peu, car lorsque la contrainte mécanique est très faible - ce qui correspond à une forte porosité - le piston se

soulève sous l'action de la charge hydraulique ; d'autre part, la résistance de l'appareil a des limites. Nous avons pu cependant faire varier la porosité entre 0,488 et 0,617.

On trace un graphe significatif en utilisant des échelles logarithmiques pour la perméabilité, linéaires ou logarithmiques pour la porosité, tout au moins tant que l'amplitude de variation de cette dernière est assez faible : le graphe est alors linéaire. Mais le report des résultats trouvés ailleurs pour une amplitude supérieure montrerait une meilleure adaptation des coordonnées semi-logarithmiques , alors que les formules généralement adpptées correspondent à une droite en coordonnées logarithmiques (figures 28 et 29).

Les formules de variation de la perméabilité en fonction de la porosité sont nombreuses. Pour juger de la qualité de leur ajustement sur l'ensemble de nos résultats expérimentaux, nous les avons représentées à un facteur multiplicatif près, ce qui correspond à une translation sur l'axe des k, puisque l'échelle est logarithmique en ordonnées. On trouvera donc la formule de KOZENY-CARMAN, celle de TERZAGHI, celle d'Allen HAZEN, et en plus une forme proche de celle de KOZENY : $\left(\frac{P}{1-P}\right)^3$ qui semble être mieux adaptée ; enfin celle que nous proposons :

$$\frac{(P - a\,(1 - P))^3}{(1 - P)^2}$$

avec a = 0,2.

Ces deux dernières paraissent le mieux convenir.

Nous avons également reporté des résultats expérimentaux tirés de MICHAEL et LIN (51) ; nous pouvons remarquer le parallélisme et le décalage d'ailleurs assez faible avec les nôtres. Pour une même valeur de la porosité, la valeur de la perméabilité déduite de nos mesures est le double de celle proposée par MICHAEL et LIN.

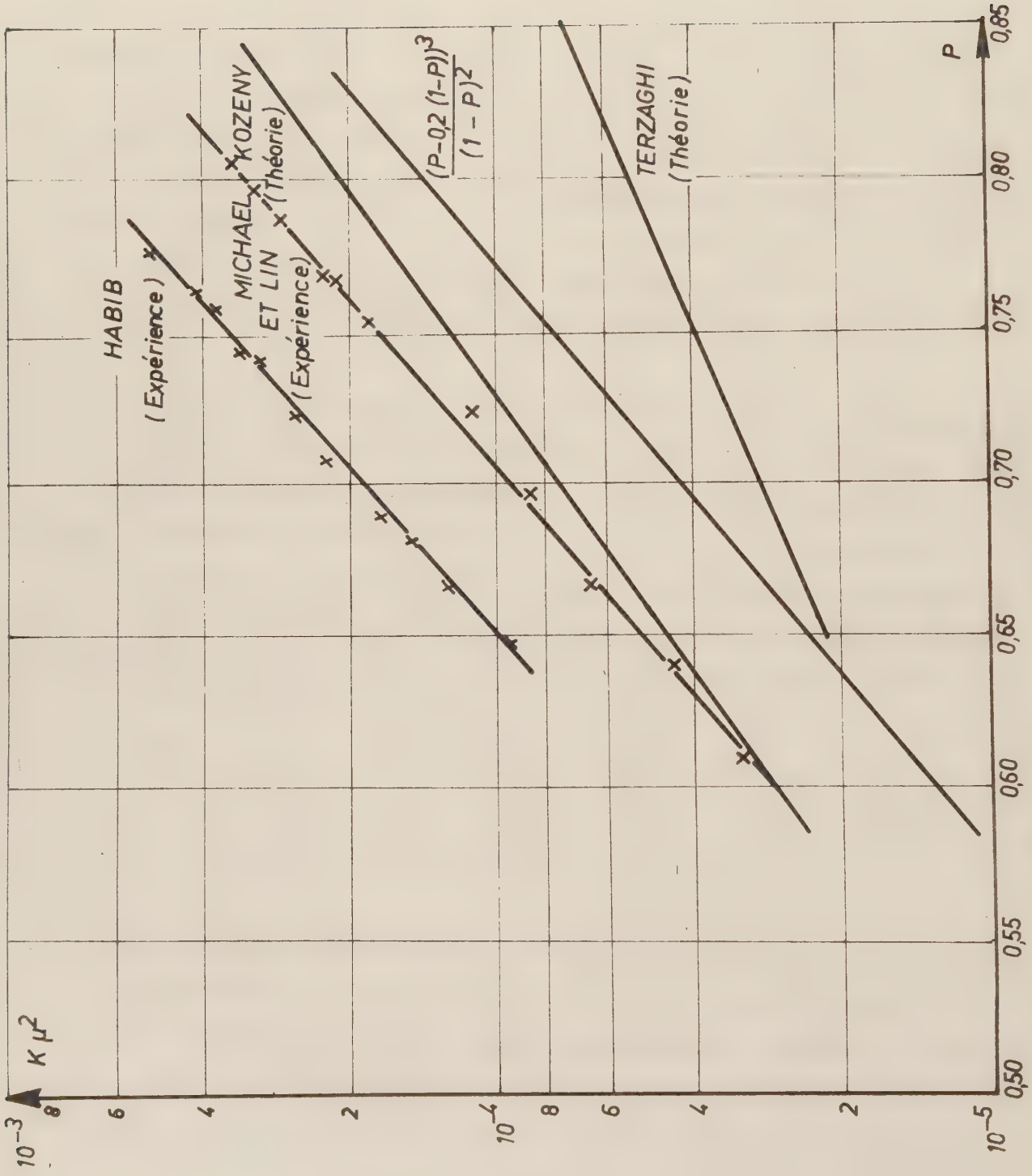

K μ²
10⁻³
10⁻⁴
10⁻⁵
P
0,50
0,55
0,60
0,65
0,70
0,75
0,80
0,85
HABIB
(Expérience)
MICHAEL ET LIN
(Expérience)
KOZENY
(Théorie)
(P−0,2 (1−P))³ / (1 − P)²
TERZAGHI
(Théorie)

FIG. 28

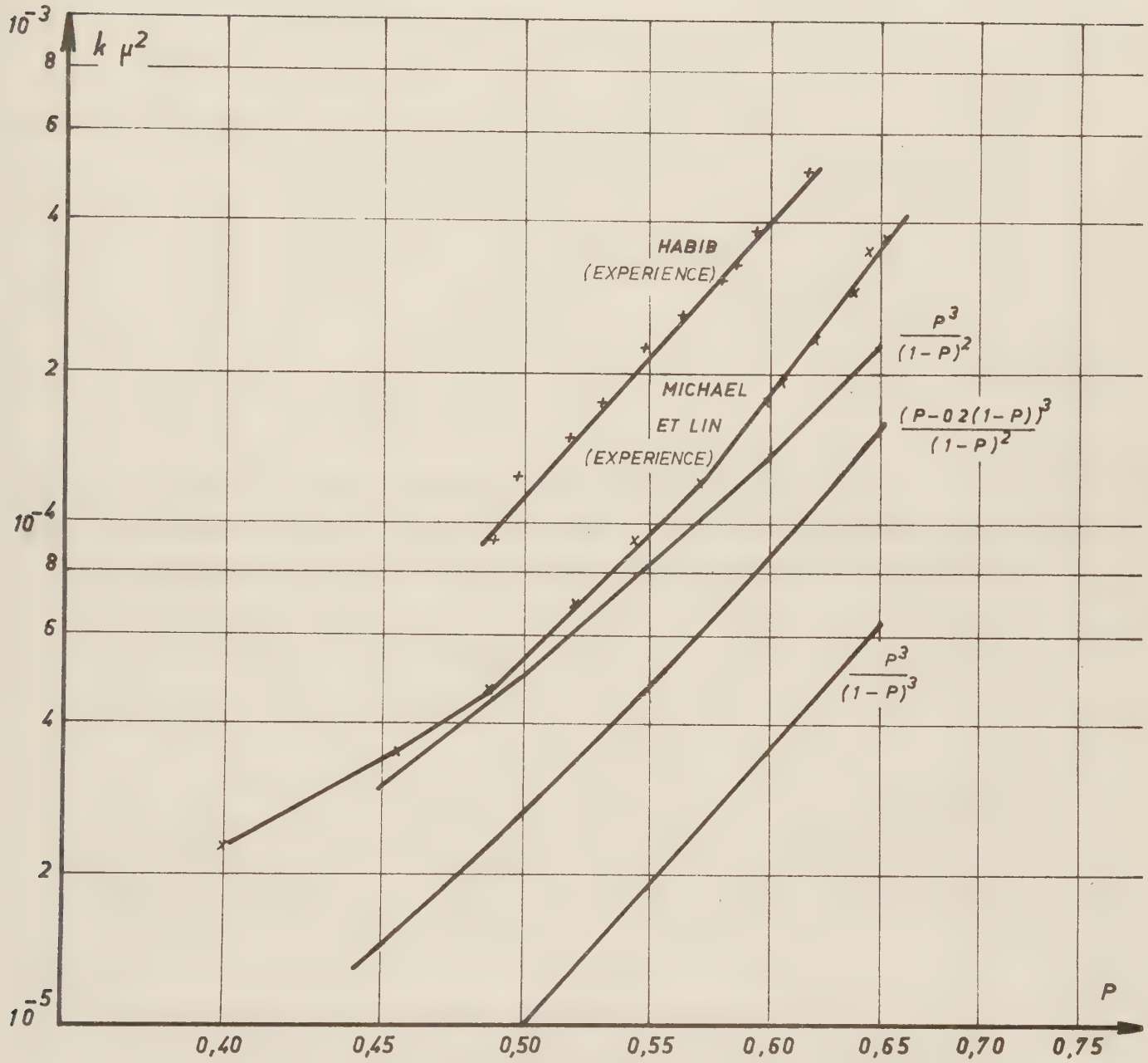

10^{-3}
$k\,\mu^2$
8
6
4
2
10^{-4}
8
6
4
2
10^{-5}
HABIB
(EXPERIENCE)
MICHAEL
ET LIN
(EXPERIENCE)
$\frac{P^3}{(1-P)^2}$
$\frac{(P-0.2(1-P))^3}{(1-P)^2}$
$\frac{P^3}{(1-P)^3}$
P
0,40
0,45
0,50
0,55
0,60
0,65
0,70
0,75

FIG. 29

De ces graphes, on peut conclure que la formule monome la plus simple serait :

$$k = 1{,}5 \cdot 10^{-2} P^{7} \mu^{2} \qquad \text{(IV.3)}$$

On pourrait aussi déduire de la représentation en coordonnées semi-logarithmiques une formule du type :

$$k = B\, e^{AP}$$

où $A = 12{,}8$ et $B = 1{,}91 \cdot 10^{-7}$

soit :

$$k = 1{,}91 \cdot 10^{-7}\, e^{12{,}8 . P_{\mu^2}} \qquad \text{(IV.4)}$$

Il est clair qu'une telle formule ne vérifie pas la condition limite évidente : k = 0 pour P = 0, c'est-à-dire qu'elle n'est valable que dans le domaine des porosités que nous avons exploré et qui est relativement étroit. Cette restriction ne nous paraît cependant pas éliminatoire, et il est possible que le mot perméabilité n'ait plus beaucoup de sens pour de trop faibles porosités de l'argile.

Nous avons même cherché à savoir si les courbes k (J;P) présentant une certaine similitude sont réellement affines. Pour cela nous avons calculé les rapports $k/k_{(J=60)}$ pour toutes les porosités. On obtient ainsi, pour la série A, le tableau 12 a (déduit du tableau 12).

En comparant les valeurs obtenues pour chaque gradient à la moyenne calculée, on retrouve une certaine similitude, et en écartant les valeurs nettement aberrantes il apparaît une croissanee régulière quand la porosité croît. La proportionnalité pure et simple ne semble cependant pas suffisante pour expliciter le rôle de la porosité.

Pour le tableau 12

valeur du rapport $k_J/k_{J=60}$ à porosité constante

P \ J =	3	10	20	30	40	50	60	70
0,617	0,890	0,977	0,983	0,986	0,990	0,999	1	
0,594	0,934	0,978	0,985	0,993	0,995	0,998	1	
0,581	0,783	0,938	0,958	0,977	0,985	0,992	1	
0,563	0,858	0,966	0,972	0,980	0,987	0,995	1	
0,552	0,796	0,947	0,973	0,980	0,987	0,993	1	
0,536	0,887		0,989	0,992	0,995	0,997	1	1,002
0,522	0,916	0,974	0,984	0,987	0,990	0,993	1	1,002
0,512	0,920	0,962	0,970	0,977	0,985	0,991	1	1,006
0,499	0,955	0,977	0,981	0,987	0,991	0,997	1	1,003
0,488	0,960	0,976	0,980	0,987	0,992	0,996	1	1,003
Moyenne	0,894	0,966	0,978	0,984	0,989	0,994	1	1,003

TABLEAU 12 a

Cette dernière et le gradient interviennent ensemble lorsqu'on place ces résultats dans le graphe de synthèse λ R_e (R_e) (I.4). Pour calculer λ et R_e, nous savons que le diamètre représentatif des pores fait intervenir la perméabilité et la porosité par :

$$D = \frac{32 \cdot k}{P} \qquad (I.11)$$

et que généralement la porosité varie peu (nous prendrons P = 0,5 lorsque nous l'ignorerons). Il est bien évident que le diamètre géométrique des pores ne change pas avec le gradient hydraulique ; par conséquent la valeur de k sera choisie dans la zone à perméabilité constante c'est-à-dire pour nous aux forts gradients. Nous calculerons le nombre de Reynolds par :

P	J / D	R x 10^{10} 3	10	20	30	40	50	60	70	.R x 10^{-10} 3	10	60	70
0,617	0,165	37	135	272	412	552	693	845		72	64,5...	64	
0,594	0,145	26,8	93	188	282	380	476	572		68	65 ...	64	
0,581	0,132	17	67	139	213	288	360	435		...			
0,563	0,122	15,3	55	112	166	224	282	340					
0,552	0,114	11,6	43,8	90	137	184	232	281		76		64	
0,536	0,104	9,4	34,7	70	105	140	176	212	247	70,5	64,5 ..	..	64
0,522	0,097	7,85	28	57	185	114	143	174	203	...			
0,512	0,091	6,66	23,1	47	71	95	119	143	167	67,5	64,5 ..	..	64
0,499	0,085	5,5	18,8	38	57	77	96	115	135	66,5	65,5 ..	..	64
0,488	0,080	4,67	15,8	31,8	48,2	64	81	97	113	67	66 ..	..	64

Valeurs de R et de λ.R pour la série A

TABLEAU 14

P = 0,5	Valeurs de R et de λ.R relatives au tableau 10 J	$k.10^4(\mu^2)$	D (μ)	$R.10^{10}$	$\lambda .10^{-10}$	λ . R
	94	1,700	0,104	330	0,19	64
	50	1,700		160	0,40	64
	25	1,67		88	0,73	64,5
	9,12	1,499		28	2,5	72
	5	1,406		14,6	5,3	77
	1,4	1,022		3	35	105
	0,8	0,889		1,48	82	121

TABLEAU 15

$$R_e = \frac{V \cdot D}{\nu} = \frac{K \cdot D}{\nu \cdot P} J$$

(K exprimé en 10^{-7} cm/s est sensiblement équivalent pour l'eau à 20°C à k en 10^{-4} microns carrés). De même, la valeur de λ :

$$\lambda = 2g \frac{P^2}{K^2 \cdot J} \cdot D$$

permet de calculer le produit $\lambda \cdot R$:

$$\lambda \cdot R = 2 \frac{g}{\nu} \frac{P}{K} D^2 = 2 \frac{P}{k} D^2$$

Un tel graphe de synthèse (figure 30) a déjà été utilisé, mais surtout dans la zone correspondant aux nombres de Reynolds élevés, c'est-à-dire aux écoulements à vitesse relativement grande. Par contre, on ne trouve dans les publications que très peu de données relatives à des essais effectués sur une même éprouvette, à faible nombre de Reynolds de l'ordre de 10^{-9} comme les nôtres. Nous avons placé les points représentatifs tirés des tableaux 10, 11, 12, 13. Mais pour les deux premiers, nous ignorons la valeur exacte de la porosité, et nous l'avons prise arbitrairement de 0,5.

Il est inutile de calculer toutes les valeurs λR_e du tableau puisqu'elles varient avec une certaine continuité et dans un faible intervalle - surtout pour les faibles gradients hydrauliques. On obtient ainsi le tableau 14 déduit du tableau 12.

Nous limiterons de même le nombre de points choisis, à 7 par exemple pour le tableau 10 donnant le tableau 15.

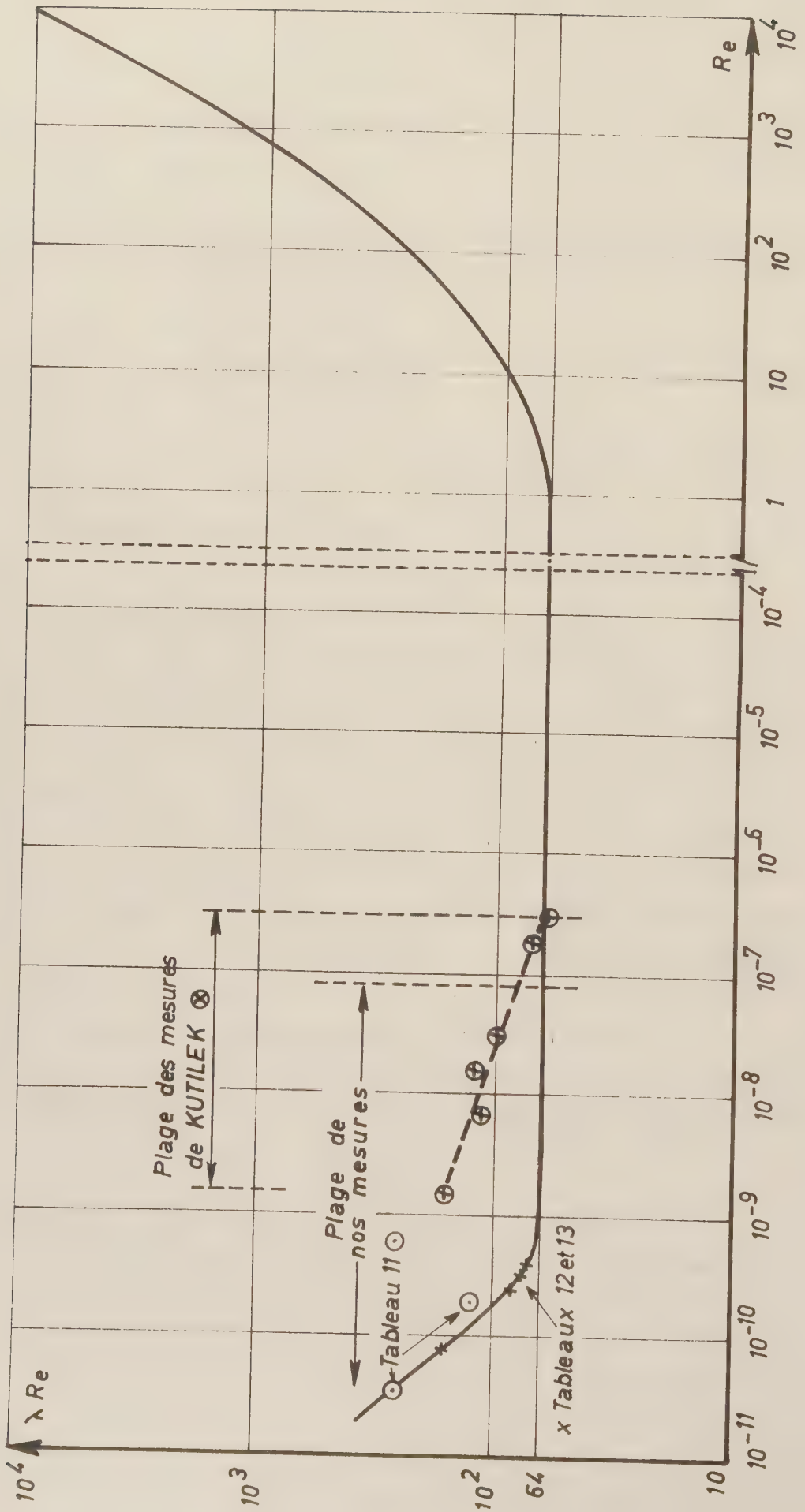

λ Re
Re
Plage des mesures de KUTILEK ⊗
Plage de nos mesures
Tableau 11 ⊙
x Tableaux 12 et 13
64

FIG. 30

et autant pour le tableau 11, d'où :

Valeurs de R_e et de $\lambda \cdot R_e$ relatives au tableau 11						
P=0,5	J	$K.10^4(\mu^2)$	D (μ)	$R_e.10^{10}$	$\lambda .10^{-10}$	$\lambda \cdot R_e$
	45	2,10	0,116	219	0,28	64
	20	2,085		97	0,66	64,5
	10	2,07		48	1,35	65
	4,5	2,00		26,8	2,5	67
	1,25	1,77		5,1	14,9	76
	0,75	1,65		2,85	28,2	81
	0,42	0,894		0,87	172	150

TABLEAU 16

Il est visible en comparant les perméabilités relatives à un même kaolin que la porosité des deux éprouvetttes est différente. Mais cela n'a qu'une importance minime et peut expliquer l'écart des graphes. En regardant les tableaux, nous notons que le nombre de Reynolds a varié au cours de nos essais entre 10^{-7} et 10^{-10}. Il nous a paru intéressant de comparer nos résultats à ceux obtenus par d'autres expérimentateurs malgré le peu de données dont nous disposons concernant la filtration de l'eau pure dans les argiles. Les recherches les plus récentes sont celles de KUTILEK citées par KOVACS qui nous sont connues sous forme graphique. Nous les avons relevées et reportées sur le tableau 17 (sant tenir compte de l'indication "%" sur les gradients apparaissant dans le mémoire de KOVACS, qui nous paraît erronée). Nous constatons que :

- les gradients utilisés sont nettement plus grands que les nôtres ;

-la perméabilité est dix fois plus forte, ce qui peut être expliqué par le fait qu'aucune contrainte mécanique de consolidation n'est exercée sur l'éprouvette, à enjuger d'après le dispositif expérimental décrit par KUTILEK lui-même (1965) (37).

- il existe également une forte variation de la perméabilité aux gradients élevés.

Cela se traduit sur le graphe synthétique par un décrochement prématuré et un relèvement plus rapide que dans notre cas.

Enfin, on pourrait aussi considérer les expériences de LUTZ et KEMPER (1959) (46) qui ont travaillé sur d'autres argiles et à fort gradient ; mais le comportement de ces matériaux est assez erratique pour qu'on puisse douter des conditions expérimentales. Voici à titre d'exemple, les valeurs de la perméabilité intrinsèque exprimées en $10^{-5}{}_{\mu}{}^{2}$ pour l'eau sur les argiles suivantes :

J	136	272	408	542	680	816
Bentonite-Na	3,18	3,82	4,76	5,18	5,75	6,6
Bentonite-Ca	87	87	83,3	82	82	80,5
Bentonite-H	92,2	92,2	92,2	93,8	95,2	97,5
Halloysite-Na	83,5	89	92	96,5	99,5	103,3
Halloysite-Ca	168,7	171,7	172,7	173,7	173,6	173,7
Halloysite-H	86,6	90,4	93,7	94,1	94,4	95,4

Valeurs expérimentales de KUTILEK citées par KOVACS pour la Kaolinite-H, et calcul de R et de λ . R

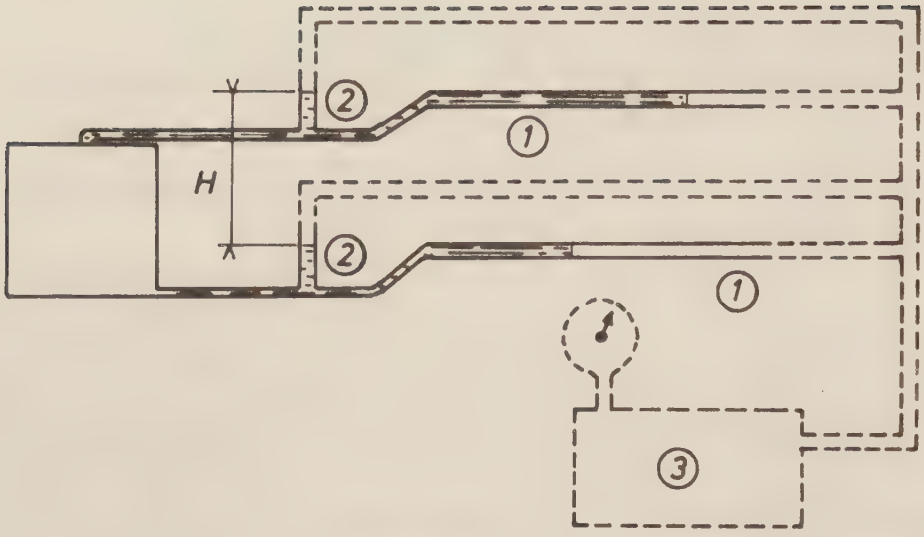
J	V(cm/H)	V(cm/s)	K(cm/s)	D (μ)	R	λ . R
530	9,4	$26,1.10^{-4}$	$4,92.10^{-6}$	0,56	$2,92.10^{-7}$	64
400	6,4	$17,8.10^{-4}$	$4,45.10^{-6}$		$1,98.10^{-7}$	71
265	3,4	$9,7.10^{-4}$	$3,68.10^{-6}$		$1,09.10^{-7}$	85
195	2,4	$6,66.10^{-4}$	$3,42.10^{-6}$		$0,745.10^{-7}$	92
125	1,45	$4,03.10^{-4}$	$3,21.10^{-6}$		$0,45.10^{-7}$	98
95	0,95	$2,64.10^{-4}$	$3,10.10^{-6}$		$0,33.10^{-7}$	101
60	0,55	$1.53.10^{-4}$	$2,55.10^{-6}$		$0,172.10^{-7}$	123
25	0,25	$0,695.10^{-4}$	$2,78.10^{-6}$		$0,078.10^{-7}$	113
7	0,05	$0,139.10^{-4}$	$2 .10^{-6}$		$0,016.10^{-7}$	156

TABLEAU 17

IV.4.e. INFLUENCE DE LA PRESSION PORTEUSE

La loi de Darcy ne fait intervenir que la différence Δ H entre la pression à l'entrée et celle à la sortie du filtre. L'intérêt est de savoir si l'influence de la pression H est nulle, car il est dans nos intentions de faire des mesures sur des échantillons contenant de l'air piégé où la pression porteuse joue un rôle indéniable.

Il est facile de modifier l'appareillage utilisé jusqu'à présent (figure 31) en branchant tous les tubes ouverts (microburettes, piézomètres) sur un réservoir d'air comprimé. La seule difficulté réside dans la nécessité de vider et de remplir les microburettes, donc de démonter chaque fois le tout - ce qui nuit à l'étanchéité et ne permet pas les mesures de longue durée dès que la pression est importante.



① MICROBURETTE

② TUBE PIEZOMETRIQUE

③ INSTALLATION DE MISE SOUS PRESSION PORTEUSE

Figure 31

Nous ne pouvons donc retenir que les essais à gradient élevé. Nous avons relevé pour l'éprouvette de Kaolin correspondant au tableau 11 et pour la valeur de $\Delta H = 90$ cm, les résultats suivants :

Pression porteuse en bar	0	0,1	0,2	0,4	0,8
Perméabilité $k.10^4$ μ^2	2,10	2;12	2;06	2;13	2,16

Il semble bien que l'influence de la pression porteuse sur un échantillon de kaolin saturé d'eau soit négligeable.

Ici plus qu'auparavant (IV.4.c) il eût été utile de vérifier l'incidence de la hauteur de l'éprouvette pour le cas où l'air serait piégé près des pierres poreuses. Mais la comparaison des deux échantillons serait impossible, car il faudrait être certain non seulement de l'égalité de leur porosité globale (ce qu'on peut à la rigueur obtenir) mais aussi de la disposition identique des particules dans l'éprouvette (III.2.c). C'est pourquoi il n'est pas surprenant de trouver pour des porosités voisines des perméabilités présentant un faible écart (tableaux 12 et 13).

En résumé, d'après nos valeurs expérimentales, pour le kaolin et l'eau distillée, le seul point où la loi d'écoulement diverge de la loi de Darcy est l'influence du gradient hydraulique, qui ne paraît pas intervenir par une loi linéaire.

IV. 5. ETUDE DU KAOLIN PASSE AU FOUR

Suivant en cela le nombre de chercheurs , nous avons attribué les anomalies hydrauliques des argiles à leurs propriétés électriques plus qu'à leur seule dimension. Cependant, BONDARENKO et NERPIN affirment les avoir mises en évidence aussi bien sur les capillaires en verre que sur la céramique. La meilleure façon de s'en assurer est de transformer notre kaolin en poudre de céramique par cuisson au four électrique à 1300° ; il est ainsi rendu inerte et perd ses propriétés de surface : au toucher, alors qu'il donne normalement la même sensation que le talc, il se présente comme n'importe quel sel chimique blanc, carbonate ou autre. Mêlé à l'eau, il ne forme plus une pâte liée mais se comporte comme du sable avec une cohésion réduite : il s'agit bien d'un autre corps, mais de granulométrie identique.

Les spécialistes nomment ce produit "Mullite"(+). Au microscope électronique, on voit dans le matériau obtenu de beaux cristaux, très plats, en forme d'hexagones réguliers (clichés ++) dont les dimensions sont du même ordre que celles du kaolin original, mêlé à des cristaux formant une poussière plus fine , informe, probablement du kaolin non encore transformé, les proportions respectives restant inconnues. La surface spécifique de ce matériau, mesurée à l'azote, et à -196°C, est de 2,9 m^2/g, donc 4,5 fois plus faible que celle du kaolin initial.

La préparation d'une éprouvette avec ce kaolin "tué" est plus difficile car la limite de liquidité est facilement dépassée. Nous n'avons pas fait de mesure granulométrique. La masse spécifique calculée au picnomètre est de 2,4 g/cm^3.

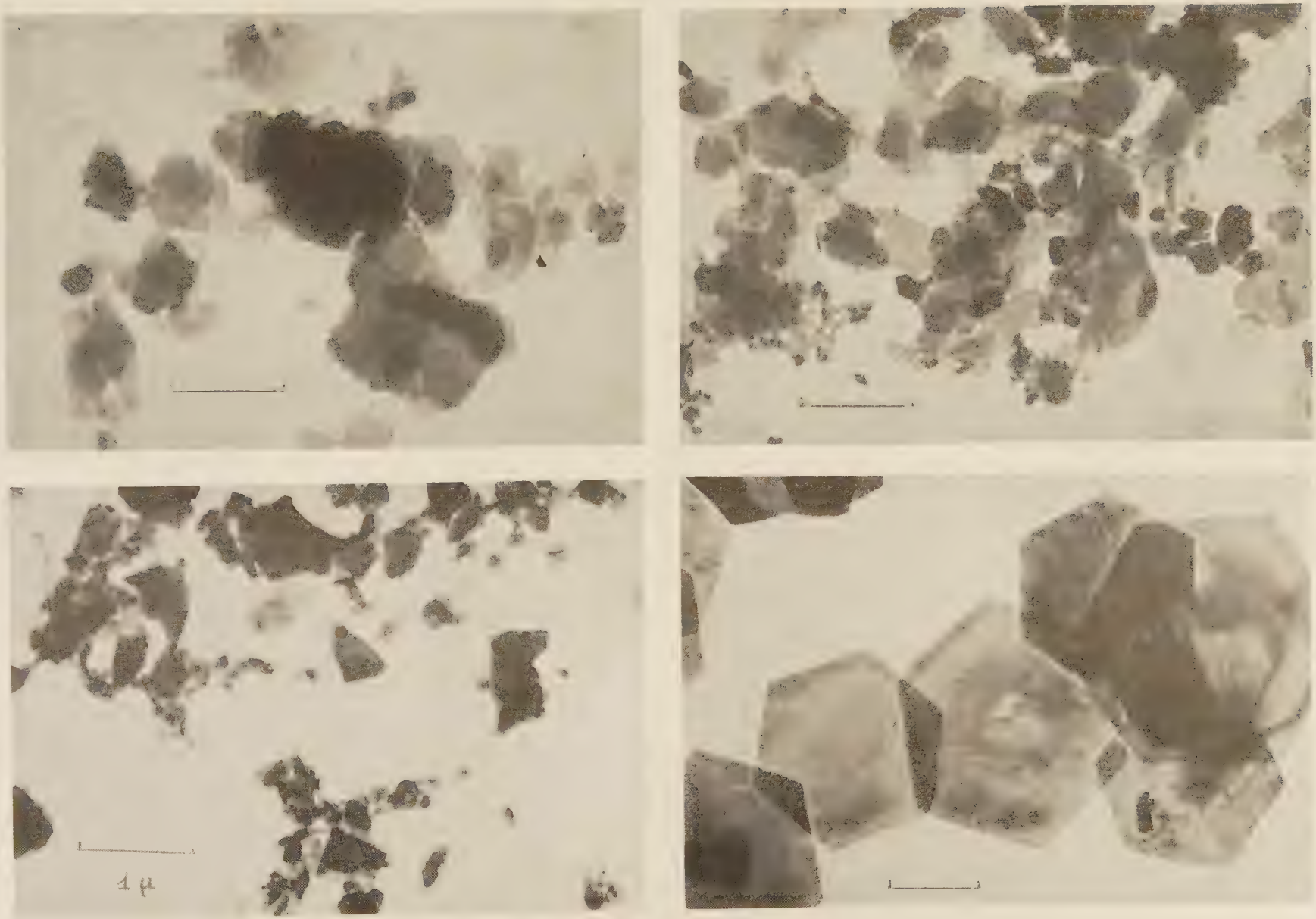
Nous n'avons pas été surpris de trouver dès les premières mesures une perméabilité cent fois plus grande que celle du kaolin normal. De ce fait, seules étaient possibles les mesures à faible gradient sans modification d'appareillage.

L'augmentation de la contrainte de compression n'a provoqué qu'un faible écrasement de l'éprouvette, quasi-instantané. La perméabilité n'en est que peu modifiée.

Contrainte bar	Hauteur de l'éprouvette cm	Hauteur réduite kaolin mort cm	Porosité
4,5	1,843	0,829	0,55
7	1,805	0,829	0,54
9	1,782	0,829	0,535

(+) GRIM (1953) et MACKENZIE (1959)

(++). Les clichés sont dus à Madame le Professeur ESTEOULE-CHOUX du Laboratoire de Géologie de l'Université de RENNES.



Photographies au microscope électronique de la Kaolinite (en haut) et de la Mullite (en bas)
(Clichés Mme Estéoule-Choux - Rennes)

Atelier Offset E.N.S.A. Rennes

Contrairement à ce que nous avions constaté pour le kaolin, le temps, l'ordre de variation des gradients hydrauliques, le sens de l'écoulement, jouent un rôle dans la valeur de la perméabilité. C'est l'indice d'une circulation de particules avec l'eau, ce qui entraîne une sédimentation plus ou moins rapide, modifiée parle changement de sens du courant, problème que nous étudierons plus en détail avec les mélanges de billes de verre et de kaolin.

Un point nous a paru remarquable : c'est l'influence du diamètre de la microburette, même siliconée, dans ces mesures où la vitesse du ménisque est importante. Il semble qu'aux grandes vitesses on obtienne des valeurs aberrantes du débit, soit par rupture du film d'eau, soit parce que le niveau dans le tube piézométrique n'arrive pas à se stabiliser assez vite pour donner une indication suffisamment sure.

Aussi, nous avons préféré citer les valeurs de la perméabilité en fonction de l'ordre des mesures en indiquant pour chaque point le sens du courant et la charge hydraulique (figure 32).

Nous avons finalement choisi comme appareillage des microburettes d'assez gros diamètre (10,6 mm^2) non siliconées, après avoir successivement essayé celles de 1,3 mm^2 et 3;1 mm^2. Voici les valeurs obtenues dans l'une des dernières séries :

h = 1,782 cm P = 0,535 T°C = 17°4

L'ordre est celui où les mesures sont faites

Per descensum								
Δ H cm	39,2	9,35	111,2	79,7	50,35	29,4	4,15	19,55
k ($\mu^2.10^{-2}$)	1,27	1,24	1,21	1,15	1,07	1,06	1,08	1,08
Per ascensum								
Δ H cm	39,45	110,5	79,6	50,6	19,6	4,35	29,65	9,6
k ($\mu^2.10^{-2}$)	1,18	1,18	1,13	1,08	1,02	0,92	1,00	0,97

TABLEAU 18

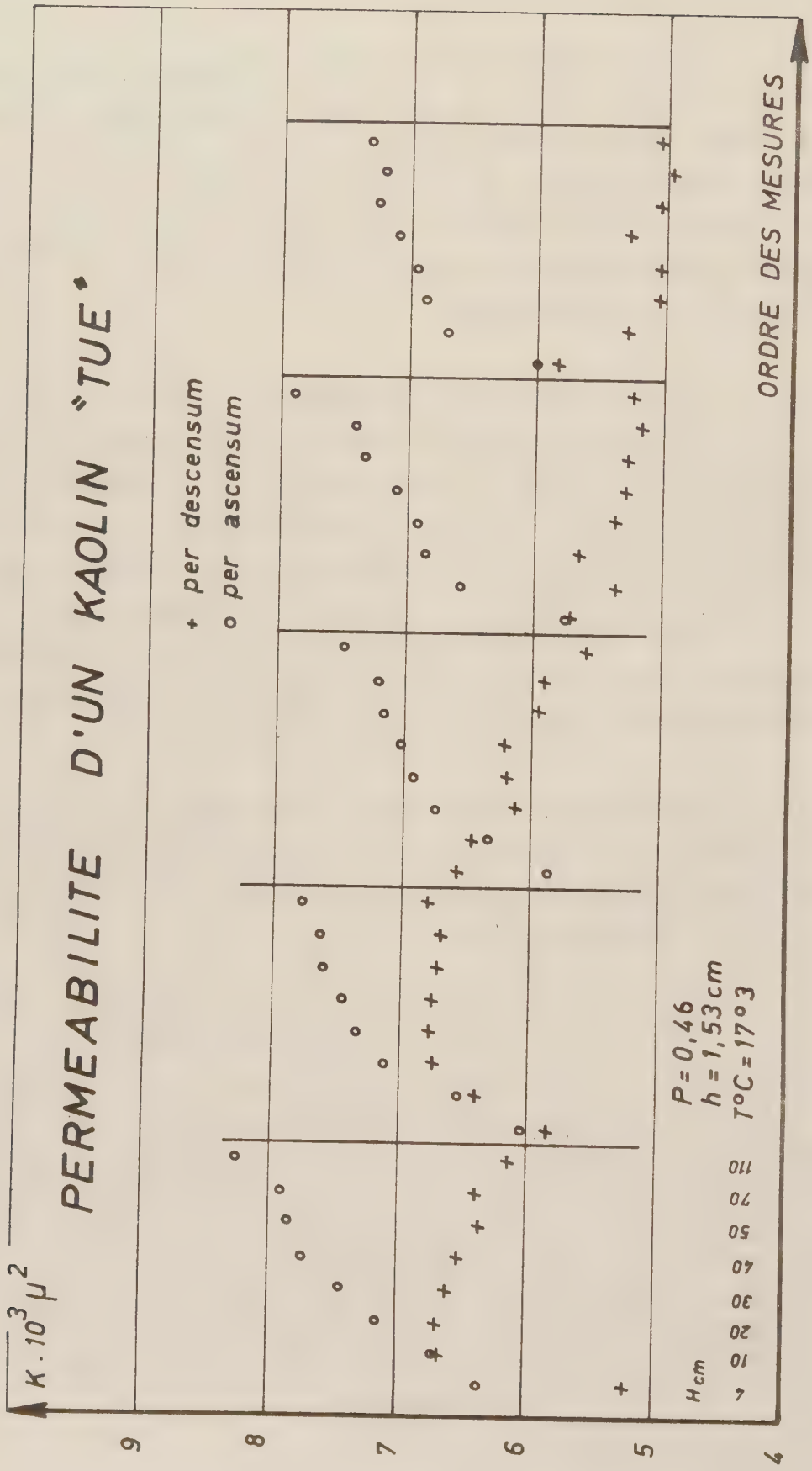

PERMEABILITE D'UN KAOLIN "TUE"
K . 10³ μ²
+ per descensum
o per ascensum
P = 0,46
h = 1,53 cm
T°C = 17°3
H cm
ORDRE DES MESURES

FIG. 32

On constate dans le mouvement per ascensum une légère diminution de la perméabilité pour les faibles gradients, sans être pour cela certain d'un écart systématique.

Il ne faut pas oublier qu'on se trouve ici dans des conditions très artificielles ; un tel matériau a tendance à voir ses particules les plus fines emportées par le courant, alors qu'elles sont retenues ici par les filtres extérieurs.

Pour étudier le problème de façon plus systématique, nous avons effectué une centaine de mesures de perméabilité :

1°. en répétant des séries per descensum à gradients croissants avec une petite et une grosse microburette ;

2°. en faisant de même per ascensum ;

3°. en alternant les mesures dans les deux sens pour chaque gradient.

L'échantillon est le même que le précédent, le kaolin ayant été récupéré. Sa porosité est P = 0,46, sa hauteur h = 1,534 cm. La perméabilité oscillait entre 0,005 et 0,008 μ^2, comme le montre le tableau 19 où les séries sont numérotées dans l'ordre des mesures.

On peut tirer de ces essais, les enseignements suivants :

a. Le changement de la section de la microburette (3,1 ou 10,6 mm^2) n'a pas eu d'effet appréciable aux vitesses d'écoulement mesurées, cette fois plus réduites .

b. L'écoulement per descensum provoque un colmatage du filtre qui se stabilise à une perméabilité de 0,005 μ^2.

PERMEABILITE D'UN KAOLIN "TUE"

P = 0,46 h = 1,534 cm T°C = 17°3

I. PER DESCENSUM $k \times 10^3 u^2$

Série	1	2	3	4	5
Δ Hcm					
4	5,10	5,84	6,57	5,70	5,82
9	6,69	6,43	6,47	5,36	5,29
20	6,69	6,72	6,12	5,65	5,06
30	6,61	6,79	6,20	5,37	5,07
40	6,51	6,75	5,94	5,28	5,29
50	6,39	6,72	5,90	5,28	5,04
70	6,40	6,69	5,58	5,17	4,96
110	6,13	6,77	5,89	5,22	5,05

II. PER ASCENSUM

	6	7	8	9	10
4	6,36	6,05	5,87	5,75	5,98
10	6,74	6,52	6,32	6,57	6,70
20	7,15	7,13	6,75	6,83	6,87
30	7,44	7,34	6,91	6,91	6,94
40	7,73	7,46	7,02	7,08	7,09
50	7,87	7,60	7,16	7,32	7,25
70	7,90	7,62	7,20	7,35	7,21
110	8,25	7,76	7,48	7,98	7,32

Les mesures ont été faites par séries et par gradients croissants.
Les séries 1, 2, 9 et 10 correspondent à la microburette de petit diamètre

TABLEAU 19

c. Dès que le filtre est colmaté, l'anomalie constatée pour le plus faible gradient disparaît : la perméabilité devient indépendante du gradient, mais les déplacements de particules qui persistent se traduisent par des variatons de perméabilité plus importantes que pour le kaolin normal.

d. Au contraire, dès le début de l'écoulement per ascensum, la perméabilité croît par débouchage du filtre ; cependant, une légère tendance vers un arrangement des particules pourrait la réduire.

e. La perméabilité est alors étroitement liée au gradient de la charge.

f. L'alternance des mesures dans les deux sens,de circulation de l'eau, la remise en suspension des particules, se traduit par la croissance de la perméabilité avec le gradient, les vitesses per ascensum étant toujours supérieures à celles per descensum.

Nous retrouverons des phénomènes de ce genre lors de l'étude des mélanges argileux. La comparaison entre le kaolin et la mullite a permis de mettre en évidence le rôle primordial des actions superficielles dues aux phénomènes ioniques dans la circulation de l'eau dans l'argile. On ne peut expliquer autrement l'accroissement important de la perméabilité à porosité constante - alors que la méthode de préparation de l'éprouvette était identique, et surtout l'inexistence de la variation de la perméabilité avec le gradient dès que la géométrie se stabilise. On peut considérer cela comme une démonstration de l'importance de l'eau adsorbée sur l'argile.

IV. 6. ESSAIS SUR LA MONTMORILLONITE

Moins nombreux et moins poussés que sur le kaolin, les essais sur la montmorillonite ont pour objet essentiel la mise en évidence éventuelle d'un seuil de gradient. Cette opération présente plus de difficultés qu'il ne semble, car sans grandes précautions il est difficile de départager les débits correspondant à la filtration réelle de ceux, parasites, dûs à d'autres facteurs comme les variations de température ou l'écrasement de l'éprouvette. La très faible perméabilité rend excessivement longue la durée desmesures, et prédominants les phénomènes cumulatifs.

Pour estimer l'ordre de grandeur des divers paramètres, calculons ce qui se passe avec une perméabilité normale pour la bentonite de 10^{-9} cm/s, alors que la section de l'éprouvette est d'environ 50 cm^2, sa hauteur 2 cm, sous une charge de 10 cm d'eau. Le débit est alors de $2,5 . 10^{-7}$ cm^3/s, soit environ 20 mm^3/jour. Il nous faut donc cinq jours pour avoir une précision suffisante sur la lecture du déplacement du ménisque, avec une microburette d'un millimètre carré de section - ce qui pose d'autres problèmes.

Pour un écrasement d'un centième de millimètre de l'éprouvette l'eau expulsée représente 50 mm^3, soit deux jours et demi de débit .

L'eau contenu dans l'oedomètre (échantillon, pierres poreuses, conduits internes) a un volume d'environ 100cm^3. Pour un écart de température d'un dixième de degré, ce qui correspond à une variation de masse spécifique de 2.10^{-5}, la variation de volume est de 2 mm^3; pour un degré, elle sera donc égale au débit d'une journée. Le problème des

conduits est plus délicat, car ils sont en rilsan de 3 mm^2 de section environ, ayant chacun 0,7 m de longueur. Le coefficient de dilatation est le double de celui de l'eau ; ainsi, la dilatation apparente jouerait en sens inverse, si l'équilibre de température était atteint. Mais le rilsan a une faible conductivité thermique, ce qui rend les calculs aléatoires ne tenant compte du temps de stabilisation.

Tout cela montre que la précision de la régulation thermique et la consolidation complète sont nécessaires pour obtenir des résultats valables. Cependant l'usage du montage à deux microburettes, on l'a vu, devrait éliminer ces erreurs si la consolidation est symétrique, ce qui doit être le cas, puisque la différence de pression hydraulique entre les deux faces est relativement faible.

On peut donc considérer notre appareillage comme suffisamment précis pour permettre des lectures acceptables et sures, à partir du débit moyen. Nous avons encore réduit les erreurs enutilisant une enceinte thermostatée. Il s'agit d'une cellule de 6 m^3, où l'air circule en circuit fermé, constamment refroidi, puis réchauffé par une résistance électrique déclenchée par un thermostat (théoriquement au 1/10 de degré). En fait, l'amplitude de variation de la température est de 1°, mais la fréquence est assez élevée pour que l'inertie thermique de l'ensemble l'amortisse ; par exemple, la température d'un récipient en verre contenant 100 cm^3 d'eau, placé à côté de l'appareil, ne varie absolument pas.

Quant à la consolidation, nous avons attendu trois mois avant de faire les premiers essais, et aucun écrasement n'a été remarqué au cours des trois dernières semaines.

Les essais de KUTILEK (37) cité par KOVACS (35) laisseraient présumer que le seuil de gradient J_0 correspond à des valeurs

comprises entre 60 et 150. L'article de MILLER et LOW (1963) (53) le situe plus bas ; il serait fonction de la température, s'abaissant quand celle-ci augmente , et varierait entre J_o = 9 à 20° et J_o = 60 à 10°. Nous nous sommes donc placés à un gradient voisin de 3, et avons obtenu les résultats suivants , les caractéristiques géométriques de l'appareil étant :

Sections :

de l'éprouvette 52,81 cm^2
des piézomètres verticaux 4,71 mm^2
des microburettes 1,54 mm^2

Hauteur de l'éprouvette : 1,69 CM Température : 21°3

Date	Heure	Durée sec.	HAUT Piézo. Lect.	Δ	HAUT Microbur. Lect.	Δ	BAS Piézo Lect.	Δ	BAS Microbur. Lect.	Δ	Charge
28.8	17h10		903		11		854		371,5		49 mm
		54.900		0		+16		0		-2,5	
27.8	8h25		903		27		854		374		49
		23.700		0		+5		+3		0	
27.8	15h		903		32		857		374		46
		63.900		0		+6,5		+1		+19	
28.8	8h45		903		38,5		858		355		45
TOTAL		142.000		0		27,5		4		16,5	
						0		4 x 3;02=		12,1	
EQUIVALENT						27,5				28,6	
								MOYENNE		/.....	28 mm

Le calcul donne une perméabilité de 2.10^{-9} cm/s ou 2.10^{-6} μ^2 ce qui est tout à fait normal pour une montmorillonite calcique telle que la nôtre.

Par contre, l'étude détaillée de l'expérience est surprenante. Alors que le ménisque dans la microburette haute se déplace de 16 mm, dans la basse, le déplacement n'est que de 2,5 mm , mais en sens inverse de celui attendu (signe -) : cela signifie que l'eau s'accumule dans l'appareil, et probablement dans l'échantillon. Dans la journée, le mouvement se poursuit en haut, en ralentissant, tandis qu'en bas il change de sens devenant deux fois plus rapide, et même trois fois durant la nuit. Il y a là quelque chose d'anormal; on pourrait penser à une fuite, mais comment expliquer alors le retour ?

Les essais suivants montrent des résultats aussi curieux. Par exemple, pour une charge hydraulique de 20 cm environ, les deux ménisques se dirigent dans le même sens pendant plus de 24 heures (ce qui serait le signe d'une dilatation de l'eau dans l'éprouvette), puis brusquement, comme dans l'exmple précédent, une variation brutale rétablit l'équilibre et le dépasse. Si les tubes n'étaient aussi rigides, seule la pression atmosphérique pourrait avoir des effets semblables.

On trouve des résultats de ce genre dans la publication de MILLER et LOW (1963)(53). Utilisant une microburette unique, ils constatent sur une bentonite-Li un mouvement à gradient nul qui se poursuit durant deux semaines. Ils l'attribuent à une absorption de l'eau par les parois des tubes en caoutchouc, mais remarquent aussi que ce phénomène s'amplifie lorsque la porosité de l'éprouvette augmente et qu'il a lieu même à contre - gradient (J = 9,3). Ils prennent le parti de considérer cet écoulement comme une erreur systématique, ajoutant simplement le débit correspondant à tous ceux mesurés. Et même ainsi, ces auteurs trouvent un seuil de gradient variant avec la température, toujours inférieur aux valeurs de KUTILEK, allant de J_o = 60 pour 10° à J_o = 9 pour 20°. Ce phénomène est lié pour eux à la structure semi-cristalline de l'eau adsorbée, et en est pour ainsi dire la preuve. Par contre, ils n'ont su expliquer l'écoulement à contre-gradient.

Par la suite, l'un des chercheurs revient sur ces résultats en niant cette fois l'existence d'un seuil de gradient, et encore plus celle de l'écoulement à contre-gradient (MILLER, OVERMAN et PEVERLY, 1969) (54).

La publication de 1963 était la seule à fournir des détails précis sur des essais montrant un seuil, et ses auteurs en déduisent qu'il s'agit d'un phénomène d'osmose , non lié à la filtration elle-même.

Il nous est possible de pousser plus loin l'analyse puisque nous disposons de deux mesures simultanées de débits, à l'entrée et à la sortie. Or, nous savons qu'il ne s'agit pas exactement d'écoulement à contre-gradient, mais d'une variation de volume de l'ensemble eau-argile, les débits étant constamment différents et très variables au cours d'un essai sans discontinuité. Comme tout cela n'a pas été constaté sur la kaolinite, l'explication ne peut être recherchée que dans les propriétés rhéologiques particulières de la bentonite, à rapprocher de sa thixotropie. Pourquoi, après un équilibre de plusieurs mois, constate-t-on de telles pulsations ?

On peut penser que la bentonite mouillée se comporte comme un complexe dont les liaisons avec l'eau sont assez fragiles, l'eau adsorbée se "cristallisant" à une assez grande distance de l'argile. Généralement la thixotropie est attribuée au fait que durant l'agitation ou le mouvement les particules solides prennent des directions parallèles, alors qu'au repos elles ont tendance à se recresser, à s'accrocher les unes aux autres. Mais le passage entre les deux positions n'est pas instantané : on ne signale pas d'influence de l'eau adsorbée, mais on dit que l'effet de l'écoulement est de briser des liaisons, en nombre par unité de temps fonction du gradient de vitesse, des liaisons, et des

particules encore orientées restant dansle sein du fluide. Pourquoi la densité du complexe "argile-eau adsorbée" ne serait-elle pas différente suivant l'épaisseur de la couche semi-cristalline, l'eau adsorbée libérée par le courant (liaisons rompues) changeant de densité ? Dans ce cas, la mise en circulation de l'eau par le gradient hydraulique dérangerait l'ordre établi, provoquant des effets dépassant la cause initiale, tout au moins pour les modifications de volume. D'ailleurs, le débit étant faible par rapport à la masse d'eau concernée, il se produit certainement des fluctuations dont les mesures faites une ou deux fois par vingt quatre heures ne donnent qu'une idée trompeuse.

CHAPITRE V

INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LE KAOLIN

Nous avons exposé dans les chapitres précédents les diverses théories susceptibles d'expliquer les résultats de ces essais ainsi que les formules capables de les présenter. Il nous reste encore à les confronter à les vérifier, et même à trouver une nouvelle interprétation au cas où aucune solution ne conviendrait, en tenant compte à la fois des connaissances certaines sur ce problème et des résultats expérimentaux.

V.I. CONFRONTATION DES THEORIES ET DES RESULTATS

V.I.a. VALIDITE DE LA LOI DE DARCY

Il est inutile d'insister davantage sur la non concordance des résultats apparents et de la loi de Darcy. Il est cependant possible de démontrer que les critiques d'Olsen quant à l'utilisation de la microburette ne sont pas valables dans notre cas.

Revenons sur les phénomènes d'intéraction eau-verre (IV.2.d). Nous avons montré que ce qui se passe dans la microburette n'a pas d'importance, du moment que nous mesurons la pression réelle à l'entrée et à la sortie de l'éprouvette. Mais ce faisant, nous n'avons que reporté sur les piézométres

les risques d'erreur, ils ne sont pas illusoires. Si nous reprenons les valeurs extrêmes obtenues par Olsen dans ses expériences pour une bulle se déplaçant dans un tube :

$$Z = \sigma(\cos \theta_1 - \cos \theta_0) = 47 \text{ dyne/cm}$$

on obtiendrait pour l'erreur sur la charge hydraulique H avec des tubes de 2 mm de diamètre :

$$\delta H = \frac{Z}{\rho g D} = \frac{2 \times 47}{980 \times 0,1} = 0,94 \text{ cm}$$

ce qui est naturellement très important, surtout aux faibles valeurs de H. Bien entendu, il s'agit là d'une valeur maximale. Mais il y a de fortes probabilités pour que θ_i et θ_0 se maintiennent constants d'une mesure à l'autre, le temps que dure une série d'essais, c'est à dire quelques jours. En outre, les tubes piézométriques sont utilisés constamment sur une même portion (ils ne mesurent qu'une dizaine de centimètres de long).

D'autre part, l'erreur ne peut être qu'accidentelle ou systématique.

Accidentelle, on devrait la trouver en valeur positive ou négative, ce qui tout au long de nos essais n'a jamais été le cas. Toutes les mesures faites aux faibles gradients ont donné une perméabilité inférieure à celles à fort gradient hydraulique : cette possibilité est donc à éliminer.

Systématique, on peut essayer de déterminer sa valeur dans une ou deux séries de mesures, en supposant que la loi de Darcy est strictement vérifiée. Corrigées, les autres mesures doivent se maintenir dans la zone des erreurs accidentelles.

La meilleure preuve que nous puissions donner à l'inanité des calculs ainsi avancés est d'abord le tableau 10, où l'appareillage d'Olsen a été utilisé (celui-là même qui, d'après cet auteur, ne présente pas ce genre d'inconvénient, la charge étant mesurée sur un capteur différentiel). Quelles que soient les critiques formulées sur ce type d'appareil, une fois le régime permanent établi, les indications qu'il donne sont justes, compte tenu de la vérification faite sur la microburette. C'est la démonstration

évidente que la position d'Olsen n'est pas soutenable, du moins dans notre cas. Faut-il rattacher les résultats au fait que la perméabilité qu'Olsen mesure sont cent fois plus fortes que les nôtres? Y-a-t-il eu création de microporosités lors de la désaération de l'éprouvette ? Faut-il accuser le système de représentation V(j), dont nous avons souligné le peu de sensibilité (IV.4.e), d'avoir escamoté les écarts éventuels ? Nous ne pouvons le dire.

Mais la preuve ainsi faite de la baisse de perméabilité avec le gradient hydraulique ne suffit pas à montrer la confiance de nos mesures avec les piézomètres. Si les erreurs sont possibles, il n'y a aucune raison de croire qu'on se trouvera systématiquement dans le cas le plus défaborable cité plus haut ; une valeur plus faible de Z est plus probable. Si on admet que l'erreur due au contact verre-eau est systématique, on peut la calculer en prenant pour base la loi de Darcy elle-même. La relation $V = K \frac{H}{h}$ nous donne, compte tenu des paramètres supposés constants :

$$\frac{\Delta k}{k} = \frac{\Delta H}{H} \qquad \text{et} \qquad \Delta k = k . \frac{\Delta H}{H}$$

ΔH n'étant pas fonction de H.

Le meilleur procédé consiste à optimaliser ce même ΔH, graphiquement par exemple. A chaque valeur de k correspondant à la charge H, on peut trouver un ΔH qui correspondrait avec le même débit à une valeur k_o constante, telle que :

$$kH = k_o (H + \Delta H) = k_o H_o + k_o \Delta H$$

Un tel graphe $y = k_o H_o + k_o \Delta H$, tracé à partir des résultats numériques obtenus, donne immédiatement k_o comme pente de la droite et $k_o \Delta H$ comme ordonnée à l'origine. Mais il ne convient pas dans notre cas, car kH est à un changement d'échelle près V et semble passer par l'origine (planche 26). On peut rendre plus sensible la méthode en travaillant sur des différences. Soit par exemple k_1 une valeur moyenne de la perméabilité ; nous allons porter en ordonnées :

$$(k - k_1) H = y = (k_o - k_1) H + k_o . \Delta H = k_o - k_1 \left(H + \frac{k_o}{k_o - k_1} . \Delta H\right)$$

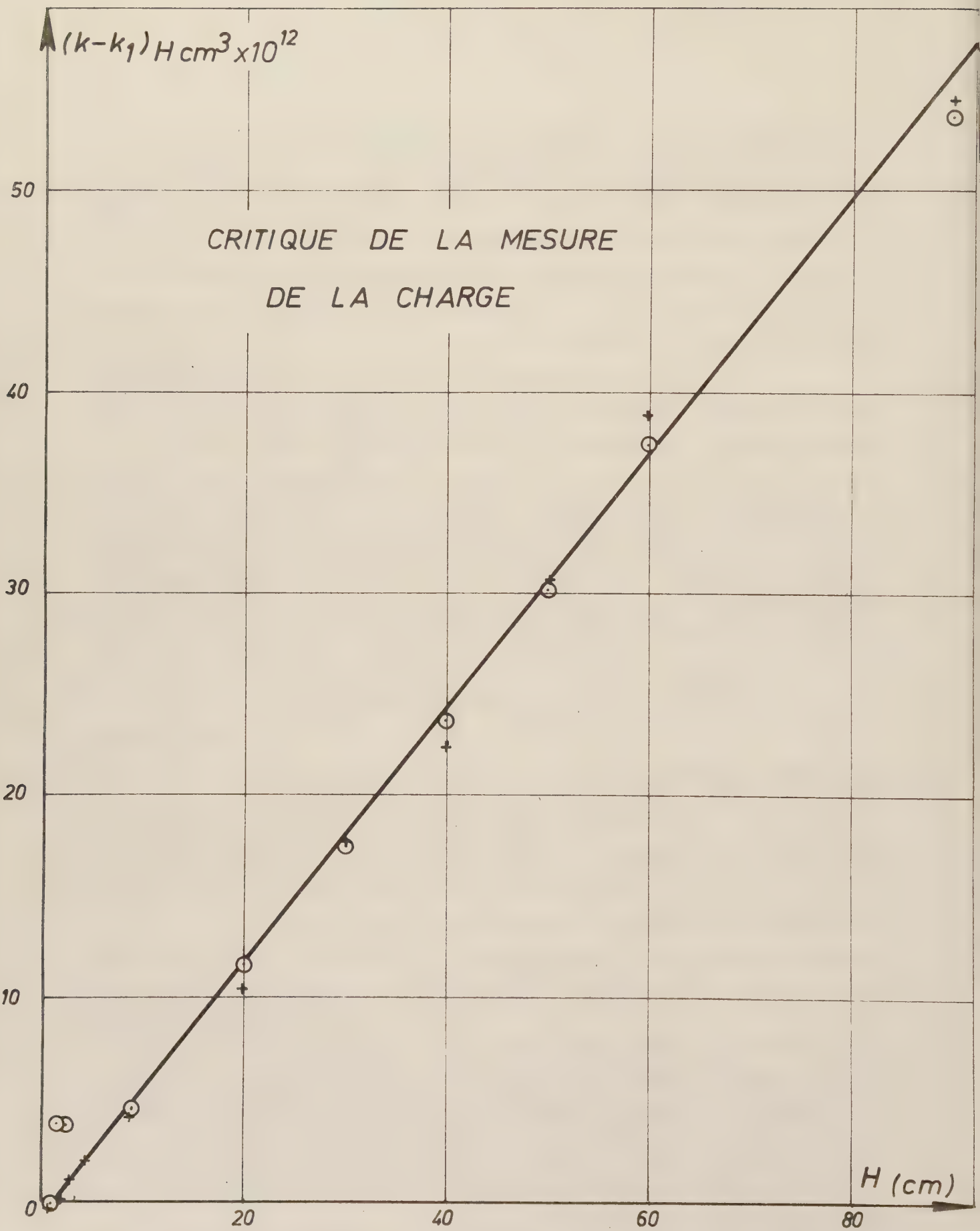

$(k-k_1)\,H\,cm^3 \times 10^{12}$
CRITIQUE DE LA MESURE
DE LA CHARGE
50
40
30
20
10
0
20
40
60
80
H (cm)

FIG. 32-a

pour y = 0, on détermine graphiquement une valeur H_o de H telle que :

$$\Delta H = - \frac{k_o - k_1}{k_o} H_o$$

qui nous donne la valeur numérique optimalisée cherchée.

Nous allons appliquer cette méthode au tableau 11 en choisissant comme pivot k_1 une valeur moyenne dans l'écoulement per descensum soit $k = 1,5\ 10^{-4}\ \mu^2$.

Le tableau se présente alors ainsi :

H	k	$(k-k_1)10^{-4}\mu^2$	$(k-k_1)H,10^{-12}$ cm3	$\Delta k = k \frac{\Delta H}{H}$	k'
90	2,105	0,605	54,4	0,008	2,11
60	2,15	0,65	39	0,012	2,16
50	2,11	0,61	30,5	0,014	2,12
40	2,06	0,56	22,4	0,017	2,08
30	2,09	0,59	17,7	0,023	2,11
20	2,02	0,52	10,4	0,03	2,05
9	1,98	0,48	4,3	0,074	2,05
5	1,95	0,45	2,25	0,13	2,08
2,5	1,93	0,43	1,07	0,25	2,18
1,5	1,54	0,04	0,06	0,34	1,88
0,85	0,82	- 0,68	- 0,58	0,32	1,14

Les deux dernières colonnes ont été calculées à partir des valeurs lues sur le graphe qui montre un H_o = 1 cm, et un ΔH = 0,33 cm. (Figure 32-a)

Le même calcul effectué sur le mouvement per ascensum donne le même ΔH et les résultats suivants :

H	k	$(k-k_1)10^{-4}$ μ^2	$(k-k_1)H,10^{-12}$ cm3	$\Delta k = k \frac{\Delta H}{H}$	k'
90	2,098	0,598	53,8	0,008	2,11
60	2,125	0,625	37,5	0,012	2,14
50	2,105	0,605	30,2	0,014	2,12
40	2,096	0,596	23,8	0,017	2,11
30	2,088	0,588	17,6	0,023	2,11
20	2,091	0,591	11,8	0,03	2,12
9	2,003	0,503	4,5	0,074	2,08
5					
2,5	1,65	0,15	3,75	0,25	1,90
1,5	1,75	0,25	3,75	0,34	2,09
0,85	0,97	- 0,53	- 0,45	0,32	1,29

On remarquera la belle ordonnance des résultats obtenus, mais avec cependant la chute énorme pour le plus faible gradient. Si les 3 mm d'erreur sur H entrent dans la limite admissible, ils ne suffisent pas à expliquer l'écart à la loi de Darcy.

Ainsi, non seulement nous avons prouvé que la loi de Darcy n'est pas strictement vérifiée aux faibles gradients, mais encore que le doute émis par Olsen sur la validité des mesures par déplacement de ménisque doit être atténué.

Pour les vérifications suivantes, nous nous référons de préférence à deux séries de mesures tirées des tableaux 12 et 23 dont la porosité est bien connue.

I.	P = 0,617	h = 1,038 cm			$T°_c$ = 9°2			
Charge H cm		58	47,8	37,8	28	17,9	7,95	3,05
Gradient J		55,8	46,1	36,4	27	17,3	7,66	2,84
k mesuré		5,23	5,21	5,14	5,10	5,10	5,06	4,53
II.	P = 0,581	h = 0,9475 cm			$T°_c$ = 11°			
Charge H cm		57,6	47,5	37,5	27,7	17,8	7,70	2,75
Gradient J		60,7	50,2	39,6	29,2	18,7	8,12	2,90
k mesuré		3,19	3,17	3,17	3,12	3,05	2,91	2,50

V.1.b. ECOULEMENT D'UN FLUIDE ANORMAL

Nous n'avons pas trouvé de seuil de gradient susceptible de justifier une loi du type rhéologique du corps de Bingham. Passant inaperçu pour le kaolin, il pourrait être visible pour d'autres argiles, justifiant en cela une loi du modèle Klausner et Kraft [34] où le seuil n'est qu'un cas particulier.

Le point commun aux auteurs qui étudient l'eau comme liquide anormal est la mise en évidence du point J_0 d'intersection de l'axe des gradients hydrauliques avec la partie rectiligne prolongée (ou l'asymptote) du graphe V(J).

Nul besoin de solliciter les mesures pour trouver dans le plan (J, k) une droite passant par les points représentatifs des forts gradients et non par l'origine. Est-ce parce que nous nous sommes limités à des valeurs de J inférieures à 100 que la valeur de J_0 obtenue est très faible, proche de 1 ? En tout cas, par la suite nous admettrons $J_0 = 1$.

La formule de Bunckingham (I.8.) et les calculs de Bondarenko et Nerpin (III. 7) (5) , permettent d'exprimer la perméabilité en fonction de $J_0/J = 1/J$ et de la perméabilité k_0 des liquides newtoniens sous la forme :

$$\frac{k}{k_0} = 1 - \frac{4}{3} J^{-1} + \frac{1}{3} J^{-4} = A$$

Calculons A pour les gradients les plus faibles, et reportons sur le même tableau les valeurs de k_o correspondantes ainsi que celles calculées de k, qu'on comparera à celles obtenues par l'expérience, k_m. Il vient :

	J	2,8	7,7	17,8	
	A	0,55	0,90	0,98	
I. k_o = 5,23	k	2,88	4,72	5,09	x 10^{-4} μ^2
	k_m	4,53	5,06	5,10	x 10^{-4} μ^2
II. k_o = 3,19	k	1,75	2,87	3,13	x 10^{-4} μ^2
	k_m	2,50	2,91	3,05	x 10^{-4} μ^2

Cette formule grossit donc l'influence du gradient hydraulqie, ce qui, s'ajoutant à la présomption du seuil, la rend peu utile dans le cas qui nous intéresse.

A-t-on de meilleurs résultats avec la formule proposée par Kovacs ? Reprenons pour cela les mêmes exemples et utilisons la formule simplifiée pour faciliter les calculs (III. 8 et 9). Soit k_1 le coefficient de perméabilité de Kovacs, et k celui déterminé par :

$$\frac{V}{J} = \frac{g}{\nu} \cdot k$$

Pour $J > 12\ J_o$, on a :

$$\frac{V}{J} = \frac{g}{\nu} \cdot k = \frac{g}{\nu} \cdot k_1 \left(1 - 2\ \frac{J_o}{J}\right) \quad \text{où } J_o = 1$$

donc : $\frac{k}{k_1} = 1 - \frac{2}{J}$

La détermination de k_1 pour ces deux exemples se fait à partir du gradient supérieur. Il vient pour chacune des séries déjà examinées I et II :

I. $k = 5{,}23.10^{-4}\ \mu^2$ pour $J = 55{,}8$ donne $k_1 = 5{,}42.10^{-4}$

II. $k = 3{,}19.10^{-4}\ \mu^2$ pour $J = 60{,}7$ donne $k_1 = 3{,}29.10^{-4}$

De là, nous pouvons tirer les valeurs correspondant aux faibles gradients et, en appliquant la deuxième formule (III.7) valable pour les valeurs de J inférieures à 12 J_o, nous obtenons :

I.	J	2,84	7,95	
	k	2,63	4,03	$10^{-4}\ \mu^2$
	k_m	4,53	5,06	$10^{-4}\ \mu^2$
II.	J	2,90	8,12	
	k	1,58	2,40	$10^{-4}\ \mu^2$
	k_m	2,50	2,91	$10^{-4}\ \mu^2$

Comme on le voit, cette formule convient encore moins bien que la précédente.

V.1.c. FORMULES EMPIRIQUES

Commençons par celle de Hansbo (24) qui s'écrit normalement :

$$V = g \frac{M}{\nu} \quad J - J_o \quad (1 - e^{-J/Jo})$$

et dans notre cas :

$$k = M \quad 1 - \frac{1}{J} (1 - e^{-J})$$

M est une perméabilité mesurable directement sur le graphique puisqu'elle est liée à la pente de l'asymptote du graphe V(J). On peut facilement le calculer pour les grandes valeurs de J, l'exponentielle devenant pratiquement nulle. Il vient alors pour nos deux exemples :

I. $5{,}23.10^{-4} = M\left(1 - \frac{1}{55{,}8}\right)$ soit $M = 5{,}33.10^{-4}\ \mu^2$

II. $3{,}19.10^{-4} = M\left(1 - \frac{1}{60{,}7}\right)$ soit $M = 3{,}24.10^{-4}\ \mu^2$

On en déduit les valeurs relatives aux faibles gradients :

I.	J	2,84	7,66	
	k	4,50	4,63	$10^{-4}\ \mu^2$
	k_m	4,53	5,06	$10^{-4}\ \mu^2$
II.	J	2,90	8,12	
	k	2,74	2,84	$10^{-4}\ \mu^2$
	k_m	2,50	2,91	$10^{-4}\ \mu^2$

Ici les résultats paraissent plus proches et pourtant assez curieusement les écarts n'on pas le même signe partout. C'est semble-t-il, le meilleur lissage obtenu jusqu'ici.

La formule de Swartzendruber ne diffère de la précédente que par la "libération" du gradient de référence J_o remplacé par deux paramètres indépendants, l'un caractérisant le milieu, l'autre permettant un meilleur ajustement ; la modification qu'apporte Kutilek en introduisant la pente à l'origine du graphe V(J) la rend difficilement utilisable dans notre cas.

Somme toute, si nous voulons classer les résultats obtenus en ajustant les formules par les forts gradients, c'est la formule de Hansbo (24) qui donnerait les valeurs les plus proches de l'expérience, suivi de Bondarenko, et enfin de Kovacs. Ceci ne prouve d'ailleurs pas que les hypothèses de ce dernier soient mauvaises : ce n'est qu'une question de choix des valeurs de calage des courbes et il est possible que la prolongation des essais vers les gradients croissants aboutisse pour J_o à une valeur supérieure à celle choisie (cf. graphes de Kutilek).

V.2. ESSAI D'INTERPRETATION GLOBALE

Les formules que nous venons de voir ne se rapportent qu'au gradient hydraulique. Elles devraient être complétées en introduisant la porosité dans un des facteurs qui représentent le milieu poreux, comme d'ailleurs le font les formules classiques. Ce procédé ne serait logique que si les variables étaient indépendantes, ce qui n'est pas le cas.

Quelles que soient les interprétations qu'on donne aux anomalies de l'écoulement, elles ont toute pour origine, directe ou non, une variation de viscosité de l'eau à proximité des parois ; cette variation peut être linéaire, comme le suppose Kovacs, suivre une loi exponentielle (Helmoltz), ou être plus complexe. Dans la pratique, il en résulte une diminution de débit ou de diamètre apparent pour les canalicules, qu'il s'agisse d'eau semi-cristalline ou de viscosité rapidement variable.

Prenons un exemple concret : le kaolin a une surface spécifique de 20 m2/g soit pour une densité de 2,5, 50 m2/cm3. Une couche d'eau monomoléculaire représente 1,5 Å, c'est à dire pour un centimètre cube de kaolin un volume de :

$$1{,}5.10^{-8}.50.10.^{4} = 7{,}5.10^{-3}\ \text{cm3}$$

pour une porosité de 0,5, 1,5 % de l'eau est ainsi immobilisé dans chaque couche adsorbée. Sachant que les actions de surface portent sur une distance variant de 500 à 400 Å, pour la valeur minimale de 50 Å, le quart du volume total sera immobilisé, soit la moitié de l'eau de saturation.

Il s'agit là d'une image qui ne serait vraie que si l'épaisseur de la couche d'eau était uniforme, ce qui est peu probable puisque les particules solides sont au contact entre elles. En supposant même que les contacts soient "lubréfiés" par l'eau adsorbée, l'épaisseur en ces points serait de l'ordre de quelques couches d'eau. Il existe néanmoins une forte proportion d'eau quasi-cristalline qui diminue d'autant la porosité cinématique .

L'équilibre de cette eau adsorbée est fonction d'une part des forces d'attraction électrique, de l'autre des forces de cisaillement

données pour les liquides newtoniens par :

$$df = \mu \frac{dV}{dz} \, ds$$

z compté suivant la normale à la paroi solide.

Elles croissent avec le gradient de vitesse dV/dz, donc avec le gradient hydraulique moteur dont dépend la vitesse moyenne, tout en restant nulle le long des parois. L'épaisseur de la couche d'eau adsorbée sera ainsi fonction du gradient hydraulique et de la porosité géométrique P.

Pour représenter cette eau liée, nous avons introduit le coefficient de rétention a, défini par l'équation :

$$\mathcal{P} = P - a\,(1 - P) \qquad \text{(III.5)}$$

reliée par Carman à celle de Kozeny sous la forme :

$$k = c \cdot \frac{\mathcal{P}^3}{(1-P)^2} = d_{10}^2 = \frac{C}{S\,s^2} \cdot \frac{\mathcal{P}^3}{(1 - P)^2}$$

où c et d_{10}, comme C et S s, sont caractéristique du milieu filtrant. Nous les grouperons sous le terme A, et l'équation devient :

$$k = A \frac{\mathcal{P}^3}{(1 - P)^2} = A \frac{[P - a\,(1 - P)]^3}{(1 - P)^2} \qquad \text{(V.1)}$$

A, qui s'exprime dans les mêmes unités que k, donc comme une surface, est représentatif du milieu poreux, tandis que a dépend à priori des propriétés de surface du milieu, puisqu'il s'agit d'adsorption. L'étude dimensionnelle de a est simple : c'est un facteur sans dimension, et ne peut être fonction que de nombres, tels que la porosité, et le nombre de Reynolds. Ce dernier introduit une vitesse V, puisque dans son expression, à porosité et viscosité fixes, elle seule peut varier.

Par commodité, nous choisirons donc P et V comme paramètres indépendants, et nous écrirons : $a = f(P, V)$

Parmi les hypothèses possibles sur la fonction f, nous avons choisi d'écrire qu'une diminution du gradient hydraulique, donc de la vitesse, ou une augmentation de la porosité, donc des dimensions des pores, entraîne un accroissement de la proportion d'eau adsorbée :

$$-\frac{\partial a}{\partial V} = \alpha(P) \cdot a \qquad \frac{\partial a}{\partial P} = c(V) \cdot a$$

ce qui sous-entend que les fonctions α et c sont monotones croissantes. Leur intégration donne :

$$a = \beta\, e^{g(P)} \cdot e^{h(V,P)}$$

La forme des fonctions et les paramètres α et β seront déterminés à partir des résultats expérimentaux. Il nous faut donc calculer A et a, pour pouvoir étudier la variation de a en fonction des variables P et V.

V.2.a. DETERMINATION DES FACTEURS A et a

Il est clair que si A et a étaient des constantes, n'importe quel couple de valeurs de k en permettrait le calcul. Nous l'avons fait pour tous, et avons constaté que a oscillait peu autour de a = 0,2. Prenant alors cette valeur comme première approximation, nous avons tracé en coordonnées logarithmiques le graphe :

$$k \;,\; \frac{\left[P - 0{,}2\ (1 - P)\right]^3}{(1 - P)^2}$$

et en avons tiré une valeur moyenne approchée de A = $4{,}65\ 10^{-4}\ \mu^2$ (figure 28).

A partir de cette valeur, dont nous savons qu'elle est constante pour un milieu donné, nous avons calculé pour chaque valeur mesurée de la perméabilité celle que prend a. L'ensemble des résultats est donné dans le tableau 20. Le sens physique de ce facteur est clair : il est lié à l'épaisseur moyenne de l'eau liée. Nous cherchons à mettre en évidence une corrélation entre a et nos deux variables fondamentales V et P.

A première vue, il est difficile d'en trouver, d'autant plus que par commodité nos tableaux sont présentés en fonction du gradient hydrau-

lique, et non de la vitesse. En écartant les résultats manifestement anormaux, on constate une diminution de la rétention à porosité constante lorsque le gradient hydraulique croît, tandis qu'à gradient constant, les variations sont moins nettes, sauf pour le plus faible, où a varie comme la porosité.

Tableau 20

Valeur calculées du coefficient de rétention a

Série A								
P	J = 3	10	20	30	40	50	60	70
0,617	0,2346	0,1991	0,1966	0,1926	0,1900	0,1871	0,1824	
0,594	0,2175	0,1985	0,1963	0,1941	0,1918	0,1896	0,1887	
0,581	0,2688	0,2068	0,1910	0,1834	0,1781	0,1769	0,1743	
0,563	0,2402	0,2157	0,2125	0,2099	0,2070	0,2042	0,2013	
0,552	0,2658	0,2248	0,2154	0,2123	0,2092	0,2060	0,2032	
0,536	0,2448	0,2140	0,2123	0,2115	0,2106	0,2097	0,2088	0,2088
0,522	0,2345	0,2146	0,2108	0,2098	0,2087	0,2068	0,2050	0,2050
0,512	0,2281	0,2173	0,2131	0,2109	0,2099	0,2088	0,2088	0,2078
0,499	0,2210	0,2152	0,2128	0,2116	0,2104	0,2095	0,2095	0,2095
0,488	0,2176	0,2139	0,2116	0,2098	0,2088	0,2079	0,2071	0,2063
moyenne générale	0,2382	0,2119	0,2072	0,2046	0,2024	0,2006	0,1989	
	0,2292	0,2150	0,2121	0,2107	0,2096	0,2083	0,2078	0,2075
Série B								
moyenne générale	0,2465	0,2133	0,2063	0,2036	0,2013	0,1996	0,1985	
	0,2140	0,2143	0,2108	0,2086	0,2065	0,2046	0,2031	0,2107

Quelle confiance peut-on avoir en ce tableau ? Un calcul très simple à partir de l'équation de définition (V.1) nous donne :

$$\frac{\Delta k}{k} = \frac{\Delta a}{a}\,\frac{3\,a(1-P)}{P-a(1-P)} + \frac{\Delta P}{P}\,\frac{3\,P(1+a)}{P-a(1-P)} + \frac{2\,P}{1-P}$$

Pour avoir un ordre de grandeur de l'erreur, prenons $\frac{\Delta k}{k} = 10^{-2}$ et $\frac{\Delta P}{P} = 3.10^{-3}$: nous sommes en effet dans le cadre d'une même série d'essais, mais l'erreur sur la lecture de la température subsiste, et l'erreur totale est $3.10^{-3} + 3.10^{-3} = 6.10^{-3}$, arrondi à 10^{-2}. Il vient alors pour les deux valeurs extrêmes de la porosité P = 0,5 et 0,6 et la valeur approchée a = 0,2 :

$$P = 0{,}5 \qquad \left|\frac{\Delta K}{K}\right| = \frac{3}{4}\left|\frac{\Delta a}{a}\right| + 4{,}5\left|\frac{\Delta P}{P}\right| \longrightarrow \frac{\Delta a}{a} = 3.10^{-2}$$

$$P = 0{,}6 \qquad \left|\frac{\Delta K}{K}\right| = \frac{1}{2}\left|\frac{\Delta a}{a}\right| + 3{,}5\left|\frac{\Delta P}{P}\right| \longrightarrow \frac{\Delta a}{a} = 4.10^{-2}$$

on comprend alors pourquoi les écart anormaux se situent dans le haut du tableau, vers les grandes porosités. Mais le calcul montre aussi qu'on ne peut attribuer uniquement aux erreurs expérimentales toutes les variations du facteur de rétention.

L'examen du tableau permet de confirmer le choix que nous avons fait au début de ce paragraphe, et assez arbitrairement, semblait-il, de la valeur a = 0,2. On constate que l'écart ne dépasse pas 10 % pour les gradients supérieurs à 10, alors qu'il est supérieur et bien plus irrégulier pour le gradient 3. En fait, comme il s'agit d'un paramètre important, puisqu'il représente pour nous l'épaisseur de la couche d'eau adsorbée, nous allons l'étudier de façon plus poussée.

V.2.b. ETUDE DU FACTEUR DE RETENTION

Nous avons vu qu'elle ne peut se faire utilement qu'en fonction de deux paramètres : la porosité P et la vitesse de filtration V. Le paramètre adimensionnel qu'est le nombre de Reynolds R est pratiquement équivalent à la vitesse et donne des graphes semblables qu'on peut construire à l'aide du tableau 14 ; on obtient ensuite la grandeur de R pour chaque valeur du tableau 19. Il serait aussi logique de choisir la vitesse d'infiltration $V^+ = V/P$, mais on passe pratiquement de l'une à l'autre par un changement d'échelle. De toutes façons, la valeur de V utilisée ne sera pas celle tirée directement de l'expérience : comme la température varie, nous ramenons toutes les conditions expérimentales à 20°, ainsi que nous l'avons fait pour les perméabilités ; il nous faut aussi tenir compte du lissage nécessaire. Nous partirons donc de la définition même : V = K.J où K est tiré des tableaux 12 et 13.

Cette correction de température est à noter car l'influence de celle-ci sur le coefficient de rétention est inconnue : rien ne prouve que ce soit celle observée sur la viscosité de l'eau. Il est évident que cette lacune diminue la portée de nos calculs et que des essais à température constante sont nécessaires, mais n'en avons pas eu la possibilité. Cette observation semble aller à l'encontre de nos résultats expérimentaux puisque nous avons montré que les corrections de température sur la viscosité sont suffisantes ; mais il s'agit ici d'un coefficient correctif dont les variations sont très faibles et facilement cachées par les erreurs expérimentales.

Le lissage des valeurs de a pose un problème délicat et d'abord le choix de la méthode. Le report pur et simple des valeurs calculées n'ayant aucune cohérence, et les graphes s'entremêlant dans le plus grand désordre quel que soit le système de coordonnées choisi, nous aurons à choisir entre :

1/ La recherche d'une loi de variation linéaire en fonction de la porosité,

2/ L'association des cinq premières lignes et des cinq dernières du tableau en prenant chaque fois pour a la valeur moyenne. Il semble y avoir un mode de variation de a avec le gradient différent dans les deux cas. Voici les deux groupes :

5 Prem.	0,2472	0,2088	0,2033	0,1985	0,1952	0,1927	0,1900
5 dern.	0,2292	0,2150	0,2121	0,2107	0,2096	0,2083	0,2078

3/ Prendre une valeur unique pour chaque gradient.

Nous avons essayé toutes ces méthodes, et c'est sur la dernière que notre choix s'est arrêté. Comme chaque fois qu'une hésitation est possible, ce choix présente un aspect négatif que nous allons examiner.

En retenant une valeur unique de a pour chaque gradient, il semble que nous abandonnions une information, en éliminant l'influence directe de la porosité sur le facteur de rétention.

En fait, cette information quoique probablement significative n'a pas pour tous les gradients une valeur identique : les variations de a sont fortes surtout dans la colonne du gradient 3, correspondant en réalité

à une amplitude très faible de variation de la vitesse de filtration, comme le montrent les figures 33 et 34. Cela dénote une instabilité qui doit être soulignée.

D'autre part, la détermination de a est très indirecte, et sur ces valeurs extrêmes, le lissage des graphes k(J) a eu peu d'effet. Le choix d'une valeur unique régularise les graphes sans les uniformiser. C'est un autre lissage que nous pratiquons, sans lequel nos graphes seraient enchevêtrés.

Du point de vue physique, cela ne signifie pas réellement que la porosité n'a pas d'influence sur le facteur de rétention, mais que son rôle et celui de la vitesse de filtration s'équilibrent. En effet, à débit égal, a devrait diminuer avec la porosité ; mais alors le gradient hydraulique doit augmenter puisque la section de passage diminuant, la vitesse doit croître.

Le facteur de rétention semble être lié aux gradients de vitesse à proximité des parois solides, mais nous sommes incapables de préciser comment. Il semble, en examinant le tableau, que a diminue lorsque la porosité diminue, tout au moins pour les faibles gradients. Aux gradients élevés, aucune tendance nette n'apparaît, et c'est ce qui justifie notre choix.

Nous avons donc construit avec les valeurs moyennes du facteur de rétention ainsi calculées, un premier graphe log a(V) qui donne pour les gradients supérieurs à 10 pratiquement des droites concourantes ; mais si nous tenons compte de l'ensemble des mesures, une telle représentation n'est plus adéquate (figures 33 et 34).

Partant de là, on a pu obtenir les graphes log a(P) à vitesse constante. Suivant la valeur de la vitesse de filtration, on trace soit une droite unique, soit une droite brisée, les points de changement de pente se situant pratiquement sur la même valeur de a. On a alors deux familles de droites à peu près parallèles correspondant chacune aux forts ou aux faibles gradients, la limite étant pratiquement 10.

Pour la suite des calculs, nous avons abandonné l'expression en fonction de R_e qui ne présentait aucun intérêt particulier.

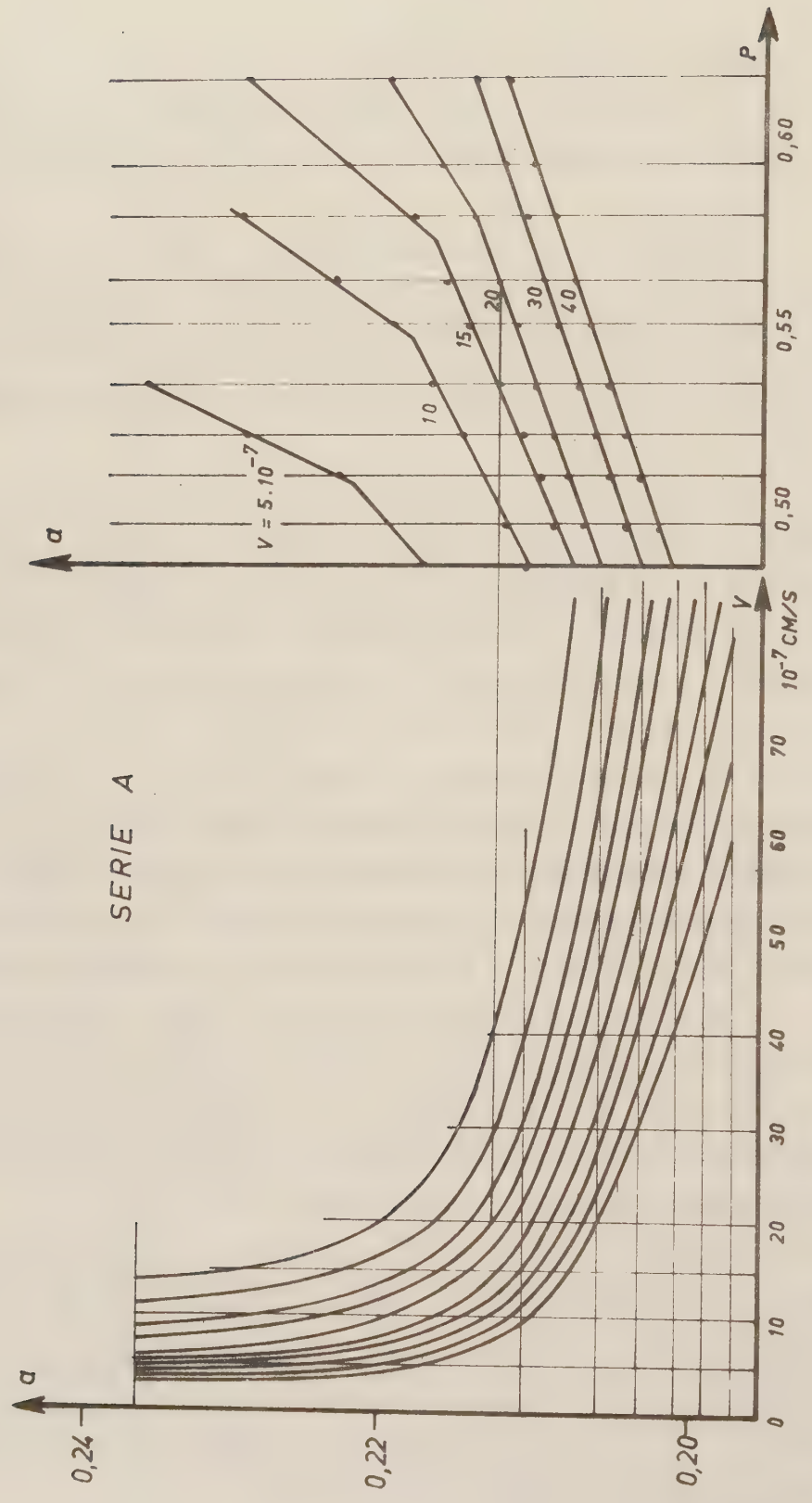

a
0,24
0,22
0,20
SERIE A
0
10
20
30
40
50
60
70
V
10^{-7} CM/S
a
$V = 5.10^{-7}$
10
15
20
30
40
0,50
0,55
0,60
P

FIG. 33

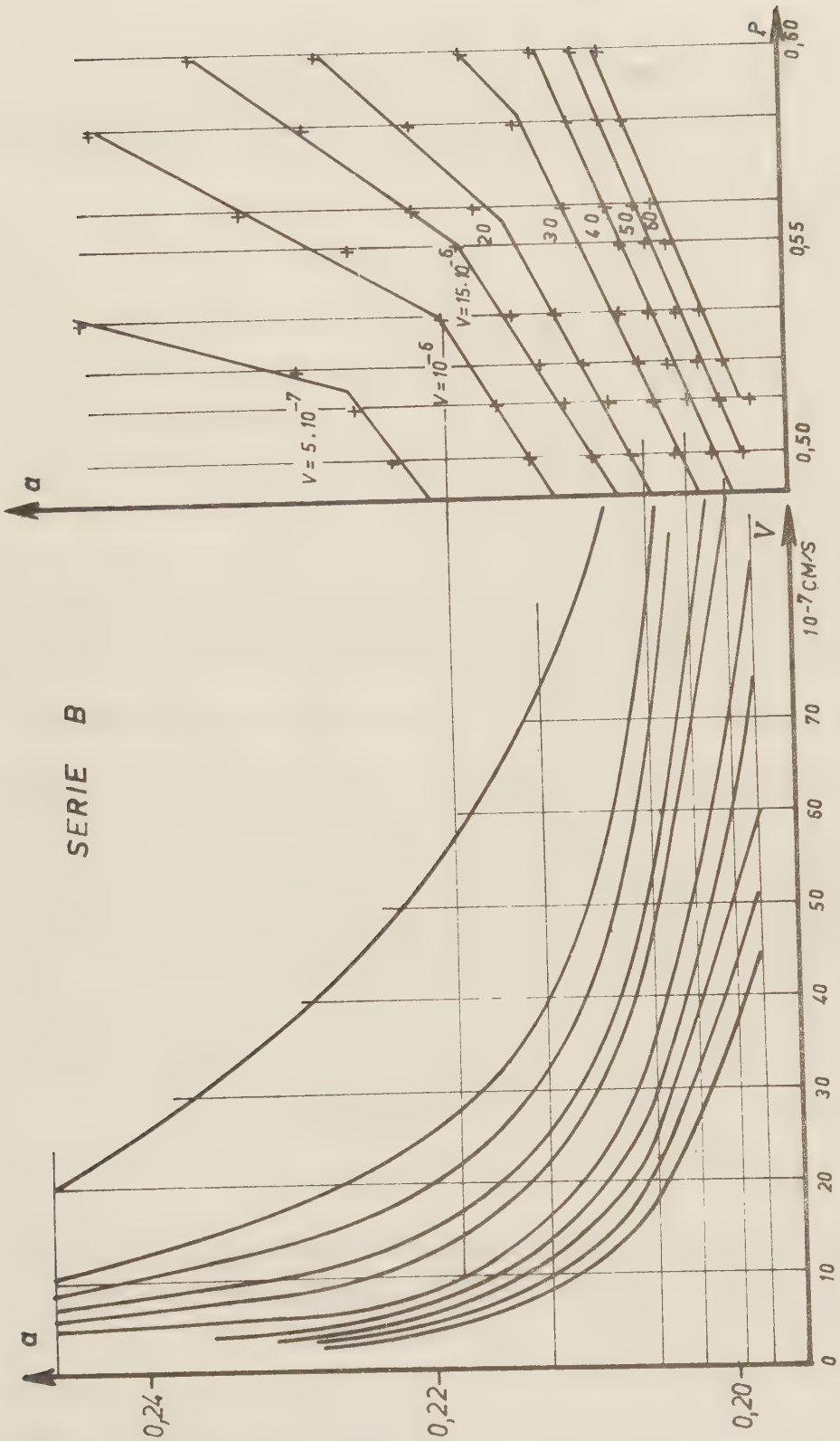

SERIE B
a
0,24
0,22
0,20
0
10
20
30
40
50
60
70
V
10-7 CM/S
a
V = 5.10-7
V = 10-6
V = 15.10-6
20
30
40
50
60
P
0,50
0,55
0,60

FIG. 34

V.2.c. EXPRESSION DU FACTEUR DE RETENTION

Cette configuration linéaire nous permet d'écrire que, pour une valeur donnée de V, on a :

$$\log a = \alpha . P + \text{Log } \beta \qquad (V.2)$$

où α est la pente des droites donc constante, mais prend deux valeurs différentes : α_1 pour les faibles gradients, α_2 pour les gradients supérieurs à 10.

Pour la série A et en fonction de la vitesse de filtration, on trouve $\alpha_1 = 0,54$ $\alpha_2 = 0,15$. Le paramètre β est exclusivement fonction de V, puisque nous trouvons des droites parallèles.

Nous avons effectué les mêmes opérations sur les valeurs de la série B. Le manque de mesures à faible gradient pour les plus petites porosités fausse le calcul de la moyenne, ce qui pourrait expliquer certains écarts. On obtient : $\alpha_1 = 0,58$ $\alpha_2 = 0,19$ en utilisant V comme paramètre.

Doit-on s'étonner de telles différences sur un même matériau étudié ? Nous ne le pensons pas car le calcul du facteur de rétention est fait à partir d'une mesure de perméabilité qui est à 1 % près pour les faibles gradients, et parce qu'il s'agit surtout ici du coefficient d'un terme correctif basé sur des valeurs numériques plusieurs fois lissées.

Nous pouvons maintenant exprimer le facteur de rétention sous une forme simple, à partir des remarques faites sur la présentation des graphes a(P). En effet, l'équation (V.6) s'écrit aussi :

$$a = \beta . e^{2,3.\ \alpha . P}$$

où α prend l'une des valeurs calculées ; β est un coefficient qui ne dépend que de V : on peut calculer à partir de l'équation de définition (V.2) :

$$\text{Log } \beta = \log a - \alpha . P$$

puisque pour chaque point des tableaux, les valeurs de a, de α et de P sont connues. On obtient ainsi celles de logβ qu'on rapprochera de la vitesse de filtration V pour avoir les graphes :

$$\text{Log } \beta = h\ (\log V)$$

Si β n'était réellement fonction que de V, on déterminerait une ligne unique où se placeraient tous les points. En fait, nous savons déjà qu'il en existe au moins deux puisque α a deux valeurs.

La construction effective de ces graphes (figures 35,36,37) montre qu'il s'agit de droites tant qu'on reste dans les limites de validité de α. Par exemple, pour $J > 10$, on a :

$$\log \beta = m . \log V + \log n$$

$$\beta = n . V^m$$

et

$$a = n . V^m . e^{2,3.\alpha.P} \qquad (V.3)$$

qui se présente sous la forme théorique prévue et même simplifiée. Les valeurs numériques de paramètres sont alors calculables. En prenant pour la moyenne des valeurs trouvées dans chaque série, on obtient :

pour les faibles gradients : $\alpha_1 = 0,56$ $\quad m_1 = - 0,096$ $\quad n_1 = 0,03$

pour les gradients élevés : $\alpha_2 = 0,17$ $\quad m_2 = - 0,033$ $\quad n_2 = 0,11$

pour des vitesse exprimées en cm/s x 10^{-7}.

Ces nombres ne sont bien entendu que des valeurs approchées ; la valeur de la deuxième décimale est illusoire, ce qui aurait été gênant pour des calculs précis mais l'est moins dans notre cas. Les équations s'écrivent donc :

$$a_1 = 0,03 . V^{-0,096} . e^{1,29.P} \qquad (V.4)$$

$$a_2 = 0,11.V^{-0,033} . e^{0,39.P} \qquad (V.5)$$

La valeur du facteur de rétention est donc dépendante de V. On est conduit à une impasse si son élimination est impossible. Remarquons qu'il n'est pas nécessaire d'en avoir une valeur précise : le calcul d'erreur appliqué à (V.3) permet d'écrire :

$$\frac{\Delta a}{a} = m \frac{\Delta V}{V} + 2,3 . \alpha . \Delta P$$

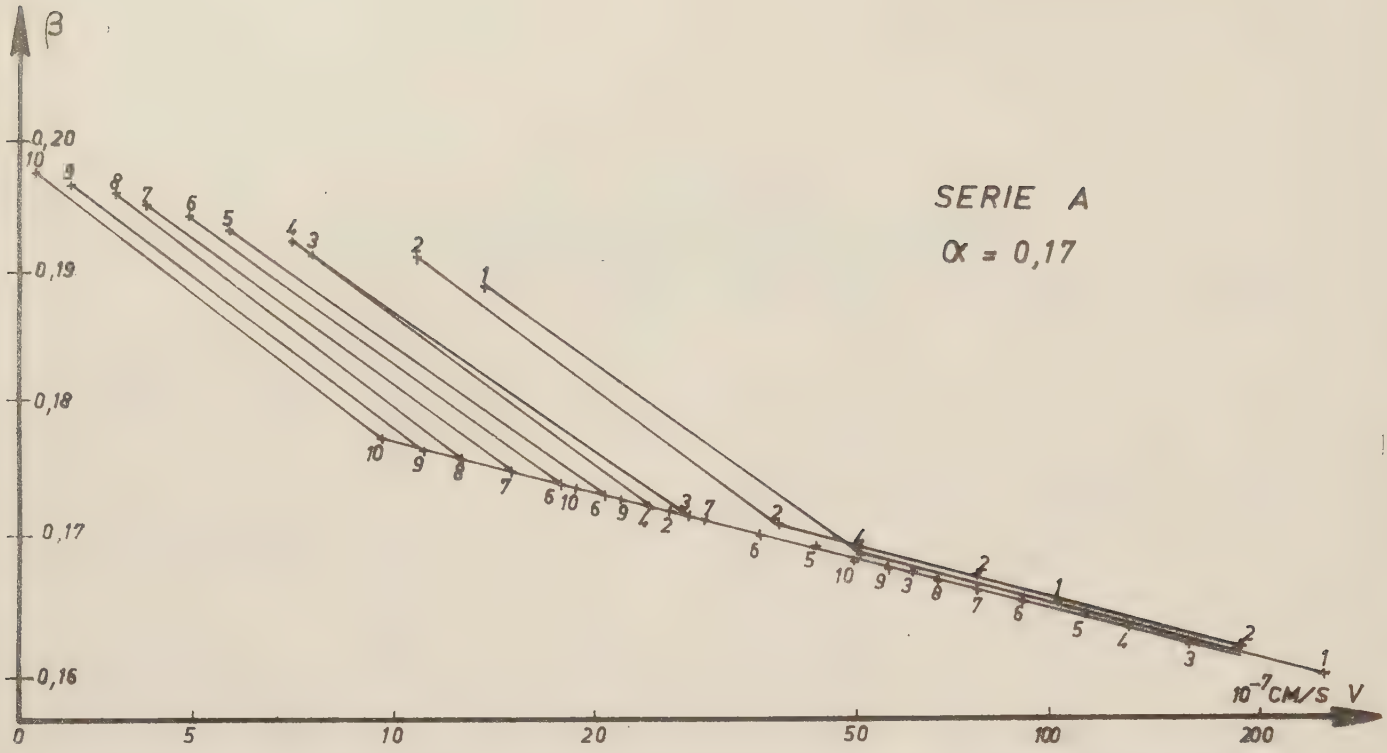

β
0,20
0,19
0,18
0,17
0,16
SERIE A
α = 0,17
0
5
10
20
50
100
200
10⁻⁷CM/S V

FIG. 35

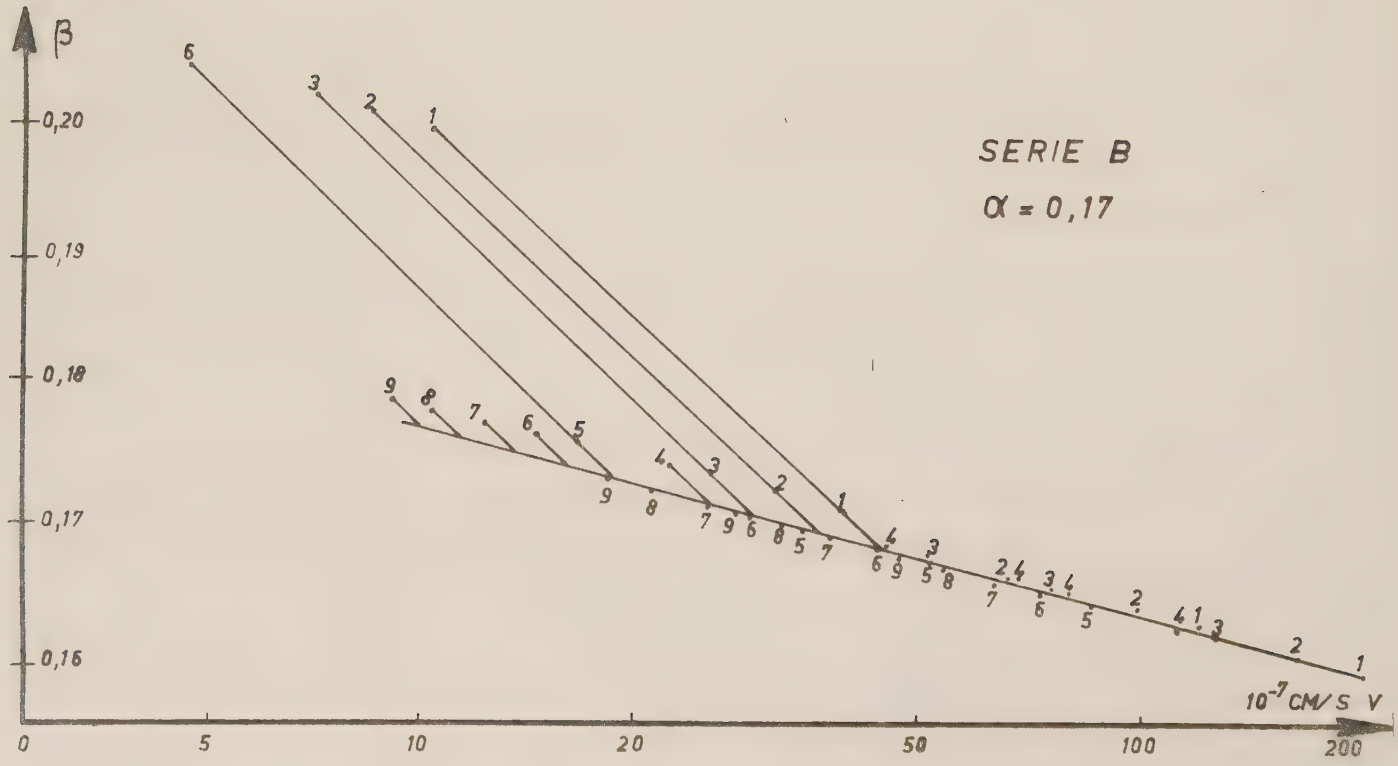

β
0,20
0,19
0,18
0,17
0,16
SERIE B
α = 0,17
0
5
10
20
50
100
200
10⁻⁷CM/S V

FIG. 36

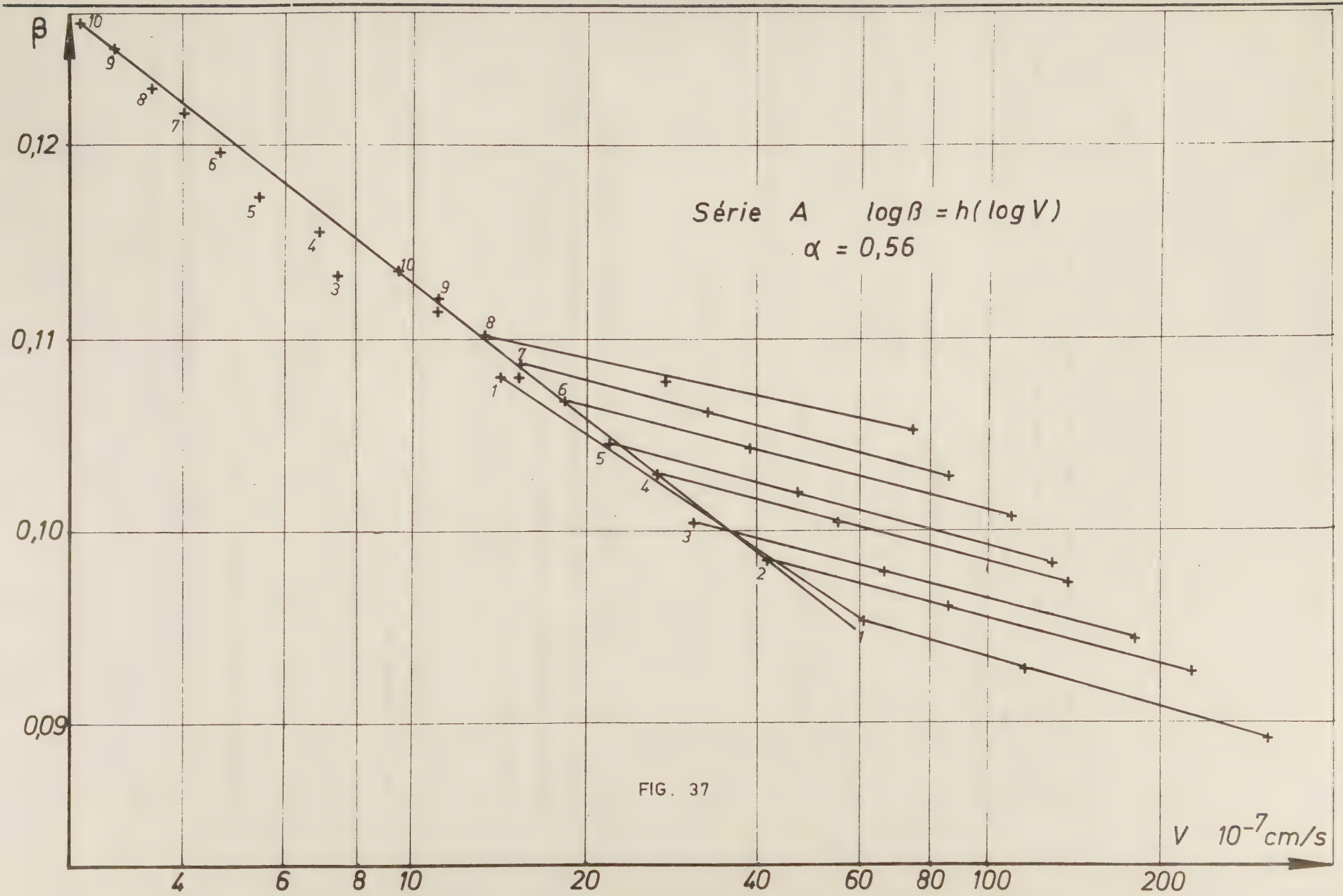

β
0,12
0,11
0,10
0,09
Série A log ß = h(log V)
α = 0,56
V 10⁻⁷cm/s
4
6
8
10
20
40
60
80
100
200

FIG. 37

De plus, on a vu que la valeur de m est 0,03 ou 0,1, c'est à dire que l'erreur relative sur a n'est que le dixième de celle faite sur la vitesse. Dans ces conditions, nous pouvons utiliser une des formules empiriques donnant la perméabilité, par exemple celle d'Allen Hazen ou mieux encore celles que nous avons nous-mêmes déterminées soit sous forme puissance (IV.3) soit sous forme exponentielle (IV.4).

Ainsi, la première :

$$k = 1{,}5 \cdot 10^{-2} \cdot P^{7\ 2} \qquad (IV.3)$$

donne $V = 1{,}5 \cdot 10^{-5} \cdot P^{7}\ J$ cm/s

et les formules (V.9) et (V.10) deviennent :

$$a_1 = 0{,}087 \cdot P^{-0{,}67} \cdot e^{1{,}3.P}\ J^{-0{,}096}$$

et $$a_2 = 0{,}16 \cdot P^{-0{,}23} \cdot e^{0{,}39.P}\ J^{-0{,}033}$$

V.2.d. FORMULES DONNANT LA PERMEABILITE GEOMETRIQUE

La valeur de la perméabilité géométrique k peut s'écrire en fonction des seules données géométriques (P) et hydrauliques (J) :

$$k = 4{,}65 \cdot 10^{-4} \frac{P^3}{(1 - P)^2} \cdot C^3 \mu^2 \qquad (V.6)$$

où C est un coefficient correctif de la formule de Kozeny-Carman dont l'expression développée est :

$J < 10$: $C_1 = 1 - 0{,}087 \cdot P^{-1{,}67} \cdot E^{1{,}3\ P}\ J^{-0{,}096}\ (P^{-1} - 1)$ (V.7)

$J > 10$: $C_2 = 1 - 0{,}16 \cdot P^{-1{,}23} \cdot e^{0{,}39.P}\ J^{-0{,}033}\ (P^{-1} - 1)$ (V.8)

ce qui est bien compliqué.

Mais l'utilisation de la seconde formule dans son domaine de validité (IV.4.d) semble plus intéressante. Elle donne en effet la vitesse en cm/s par :

$$V = 1{,}91 \cdot 10^{-10} \cdot e^{12{,}8.P} \cdot J \qquad (IV.4)$$

et par conséquent pour le facteur de rétention :

$$a'_1 = 0,257.e^{0,06.P}.J^{-0,096}$$

$$a'_2 = 0,23 .e^{-0,03.P}.J^{-0,033}$$

Il est clair que les exponentielles dans lesquelles apparaît la porosité ne peuvent prendre que des valeurs très faibles : il n'est même pas certain que le sens de la variation de a avec P soit correct pour la seconde de ces équations sur toute la plage de valeurs. Tout en retenant le principe, on remarquera que $e^{0,06.P}$ varie entre 1,029 et 1,037 et $e^{-0,03.P}$ entre 0,9845 et 0,9825, ce qui permet d'écrire en prenant les valeurs moyennes :

$$a'_1 = 0,266\ J^{-1/10}$$

$$a'_2 = 0,226\ J^{-1/30}$$

Ce faisant, on élimine apparemment la porosité dans l'expression de a, ce qui revient à dire que l'épaisseur de la couche d'eau adsorbée est indépendante de la porosité, tout au moins dans le domaine que nous avons exploré. On pourra alors calculer la perméabilité par l'équation de Kozeny (V.6), mais le coefficient C prend alors les valeurs :

$$C'_1 = 1 - 0,266\ (P^{-1} - 1)\ J^{-1/10} \qquad (V.9)$$

$$C'_2 = 1 - 0,226\ (P^{-1} - 1)\ J^{-1/30} \qquad (V.10)$$

Mentionnons au passage que la quantité $P^{-1} - 1$ est l'inverse de l'indice des vides e.

Pour les porosités étudiées, nous calculerons les valeurs de la perméabilité en les comparant à celles effectivement mesurées ou à celles obtenues par interpolation : ce sera notre vérification. Il est bien évident qu'elles ne coïncideront pas avec les valeurs exactes du fait des nombreuses approximations et aussi des erreurs expérimentales. C'est tout de même une façon d'éprouver à la fois les formules et les mesures. Par exemple, les formules (V.6, 7, 8) donnent les tableaux 21 et 22 relatifs aux valeurs lissées

Valeurs de la perméabilité géométrique
calculées avec la formule (1), en 10^{-4} μ^2

P	J = 3	7	10	10	20	30	40	50	60
				Série A					
0,617	4,62	4,81	4,89	4,95	5,00	5,03	5,05	5,07	5,08
0,494	3,46	3,61	3,68	3,69	3,73	3,76	3,78	3,79	3,80
0,581	2,93	3,09	3,14	3,14	3,18	3,20	3,22	3,23	3,24
0,563	2,36	2,48	2,54	2,54	2,57	2,59	2,61	2,62	2,63
0,552	2,03	2,15	2,20	2,20	2,23	2,25	2,26	2,27	2,28
0,536	1,65	1,75	1,80	1,80	1,82	1,84	1,85	1,86	1,87
0,522	1,38	1,47	1,52	1,52	1,53	1,55	1,56	1,57	1,57
0,512	1,20	1,29	1,32	1,32	1,34	1,36	1,37	1,37	1,38
0,499	1,01	1,09	1,13	1,11	1,14	1,15	1,15	1,16	1,17
0,488	0,87	0,93	0,96	0,96	0,98	0,99	1,00	1,00	1,01
				Série B					
0,600	3,80	3,97	4,04	4,05	4,10	4,12	4,14	4,15	4,16
0,584	3,05	3,20	3,26	3,27	3,31	3,33	3,35	3,37	3,37
0,561	2,30	2,42	2,54	2,47	2,51	2,53	2,54	2,55	2,56
0,551	2,01	2,12	2,17	2,17	2,20	2,22	2,23	2,24	2,25
0,532	1,57	1,67	1,71	1,71	1,74	1,76	1,77	1,78	1,78
0,518	1,31	1,42	1,43	1,43	1,45	1,47	1,48	1,49	1,49
0,507	1,13	1,21	1,24	1,24	1,26	1,27	1,28	1,29	1,30
0,493	0,94	1,00	1,04	1,03	1,05	1,07	1,07	1,08	1,08
0,483	0,81	0,87	0,90	0,89	0,91	0,92	0,93	0,94	0,94

Nota :

Pour le gradient 10, la perméabilité a été calculée par les deux formules.

(Tableaux 21 et 22)

qui nous ont permis d'établir les formules ; nous les comparerons aux tableaux 12 et 13.

Nous n'avons pas repris tous les résultats expérimentaux, mais seulement ceux concernant trois porosités différentes : les deux que nous avions déjà comparées aux autres formules, et une troisième (III) parmi les plus faibles (P = 0,499) pour élargir la gamme ouverte. Le résultat de ces calculs est rassemblé dans le tableau 23 ; il comporte pour chacune des porosités et quatre gradients (deux gradients faibles et deux de valeur supérieure afin d'utiliser les deux formules du facteur de rétention) : la perméabilité géométrique k_m réellement mesurée, celle que donne la formule de Kozeny associée au facteur de rétention exprimé sous sa forme complète (1), et sous sa forme simplifiée (2).

La comparaison avec les autres formules est de peu d'intérêt : nous n'avons pas cherché un ajustement "coup par coup" et uniquement en fonction du gradient hydraulique, mais à introduire la porosité dont le rôle est essentiel comme l'a montré le calcul d'erreur.

D'où proviennent les écarts souvent importants que l'on peut relever ? Ils sont de trois types :

- des points isolés nettement aberrants provenant d'une erreur matérielle quelconque,

- un décalage général mettant en relief une valeur erronée de la porosité attribuable par exemple à une porosité non uniforme de l'éprouvette,

- ou une bifurcation des graphes probablement due à une modification de la géométrie au cours des mesures.

Les graphes non continus dont les deux branches ne se raccordent pas parfaitement proviennent des approximations faites dans le calcul et en particulier du choix de la formule donnant la vitesse de filtration , parmi celles que nous venons de voir et qui sont approchées.

On peut cependant remarquer que c'est souvent au raccordement des deux parties du graphe qu'on a un point aberrant, et toujours de façon semblable : on constate qu'il pourrait s'agir du croisement de deux

Comparaison des diverses formules

(k en 10^{-4} μ^2)

I. P = 0,617	J = 2,84	7,66	17,3	55,8
Mesure k_m	4,53	5,06	5,10	5,23
Bondarenko	2,88	2,88	5,09	5,23
Kovacs	2,63	4,03		5,23
Hansbo	4,50	4,63		5,23
Formule 1	4,54	4,70	4,95	5,01
Formule 2	4,58	4,85	4,92	5,05
II. P = 0,581	J = 2,90	8,12	18,7	60,7
Mesure k_m	2,50	2,91	3,05	3,19
Bondarenko	1,75	2,87	3,13	3,19
Kovacs	1,58	2,40		3,19
Hansbo	2,74	2,84		3,19
Formule 1	2,97	3,12	3,18	3,25
Formule 2	3,04	3,12	3,22	3,28
III. P = 0,499	J = 2,57	8,84	21,7	71,9
Mesure k_m	1,07	1,11	1,12	1,13
Formule 1	0,995	1,10	1,17	1,18
Formule 2	1,00	1,12	1,15	1,19

Tableau 23

lignes, plutôt que d'un seul graphe s'incurvant brusquement, car certains points situés au-dessous du gradient 10 se retrouvent sur la ligne presque horizontale des forts gradients. Cela pourrait s'expliquer comme les phénomènes analogues de persistance d'un régime dans les conduites. Jacquin écrit que la fixation de l'eau est un phénomène non parfaitement réversible, et qui présente donc une certaine hystérésis. Ce qui pourrait expliquer que des mesures successives rapides puissent se faire suivant la loi de Darcy, tandis que celles de longue durée montrent un aspect différent.

V.2.e. VALEUR DE LA METHODE UTILISEE

L'examen rétrospectif des procédés qui nous ont permis le calcul de la perméabilité par deux formules couvrant des domaines différents ouvre la voie à deux types d'objections:

1/ Les risques d'imprécision dus au procédé d'interpolation lui-même,

2/ La possibilité d'obtenir un résultats comparable par une formule unique.

En fait, quelle a été notre démarche ? Partant de la formule de Kozeny légèrement modifiée, qui comporte les deux facteurs A et a, nous avons supposé avec l'auteur que pour un même matériau le premier est constant, et que seul a est fonction de divers paramètres. L'étude du problème nous a permis d'écrire une relation sous la forme d'équations aux dérivées partielles, et, en les intégrant, d'approcher d'une formulation du facteur de rétention qu'il a suffit ensuite de préciser par identification. A a été choisi parmi les déterminations à partir de couples de valeurs, ce qui s'est révélé suffisant, et à partir de cette valeur numérique, on a obtenu celles de a et de ses paramètres par une méthode graphique.

Il est bien évident que ce travail aurait pu être exécuté plus aisément sur un ordinateur, et que, au surplus, la libération de A permettrait son optimisation. Mais il a été intéressant de suivre pas à pas la progression de nos calculs, et la vérification faite sur l'ordinateur montre que notre résultat conduit à un écart type acceptable pour la distribution des écarts entre coefficient de perméabilité calculé et coefficient mesuré.

D'autre part, chaque valeur de a provient d'une longue série de calculs où les erreurs relatives sont très variables. Consciemment ou non, le physicien qui les exécute pondère les résultats suivant la qualité des mesures qui leur donnent naissance dès qu'il s'agit d'interpréter. La machine

peut évidemment le faire aussi, mais au prix d'une certaine complication. Ce n'est pas ici un plaidoyer contre l'ordinateur, bien au contraire, mais un essai de justification dans certains cas de l'emploi des procédés classiques dans les premiers temps de la recherche, l'ordinateur ne venant qu'ensuite pour parachever et quand les résultats numériques sont assez abondants.

Nous en venons maintenant à la deuxième critique concernant la pluralité de la formule, et qui se rattache immédiatement aux réflexions qui précèdent.

Il est bien évident que c'est un point gênant dans la logique des faits : pourquoi cette rupture, alors qu'il s'agit d'un phénomène continu par essence ? Si on retrouve une discontinuité semblable en passant de l'écoulement laminaire à l'écoulement turbulent dans une conduite, ici la rupture ne peut pas être aussi nette, et dans le kaolin les canaux ne sont ni de section constante, ni de même diamètre. Aussi, pourquoi cette valeur limite du gradient ? En fait, nous avons signalé qu'il paraissait y avoir des points aberrants. Remarquons cependant que notre argile est passablement artificielle : elle a été remniée, et sa granulométrie est somme toute assez homogène. D'autre part, et c'est là le point faible de notre expérimentation, nous n'avons que peu de points au-dessous de ce gradient limite, ce qui ne permet pas de bien le préciser : il est probablement moins net qu'on ne l'a dit, et il ne serait pas étonnant qu'il soit fonction de la perméabilité du milieu.

Monsieur THIRRIOT, avec l'aide de Monsieur BACON (*) , a étudié sur ordinateur nos résultats, et calculé des formules plus simples. Il se trouve qu'une représentation linéaire ne donne pas des écarts types très supérieurs à ceux que nous avons obtenus, et que même, on peut en obtenir de comparables ou peut être inférieurs en utilisant une formule unique de type exponentiel. Le fait n'est pas très surprenant, et il a probablement sa source dans l'objet de notre remarque précédente : le peu de mesures à faible gradient à notre disposition dans les essais systématiques à porosité variable : 10 sur 75 en série Z (tableau 12) et 4 sur 63 en série B (tableau 13). Un meilleur ajustement facilement obtenu sur la partie quasi rectiligne du graphe (K,J) cache les écarts sur les faibles gradients. Seule une pondération avantageant ces derniers pourrait établir des conditions comparables.

Il est d'ailleurs probable qu'une formule unique est pratiquement suffisante dans la pratique : ce serait déjà un progrès par rapport à la perméabilité considérée comme constante. Mais les résultats obtenus dans d'autres essais éliminent la possibilité d'un graphe linéaire. Une exponentielle unique serait à la rigueur acceptable. Mais notre interprétation satisfait la logique de nos hypothèses, et met en évidence, en l'exagérant peut être, la variation du facteur de rétention en fonction de celle du gradient hydraulique.

V.2.f. GENERALISATION DE LA FORMULE

Quelle est la validité des formules proposées, en dehors des deux échantillons de kaolin étudiés ? C'est la question qu'on doit naturellement se poser après le calcul que l'on vient de faire. Nous venons de démontrer que, pour deux éprouvettes successives préparées de la même façon, les valeurs des paramètres A et a sont proches et leur moyenne donne avec une précision suffisante la perméabilité géométrique. Nous pouvons pour un matériau quelconque donné et avec quelques mesures seulement, déterminer ces paramètres et en déduire, mieux qu'avec la formule de Kozeny, le comportement futur dans des conditions de porosité et de gradient hydraulique différentes. Pour savoir s'il est possible d'étendre à d'autres échantillons les valeurs de A et a calculées, il nous faut d'abord préciser leur rôle.

D'après la formule même (V.1), il est clair que A est lié à la géométrie de l'éprouvette. En effet, il réunit en lui le facteur représentatif du diamètre des grains d_{10}^2 (ou celui de la surface spécifique par unité de volume, selon Carman), et d'un coefficient numérique lié au solide, tout ce qui concerne le liquide a été écarté.

On a vu qu'il pouvait s'écrire indifféremment :

$$A = c.\ d_{10}^2 \quad \text{ou} \quad A = c/S_s^2$$

où c est une valeur numérique indépendante de la porosité par hypothèse. Par contre, c et A dépendent de l'arrangement, de la dispersion des particules du matériau et de la forme des pores. Nous avons dit (III.2.c.) que la proportion d'eau de gâchage était un paramètre assez influent de tout cela mais difficile à introduire dans une expression algébrique. Il en résulte que les valeurs de A pour un même kaolin seront très différentes suivant la

méthode de confection de l'éprouvette, sa mise en place et les traitements qu'il a subis. Mais pour des procédés identiques sur une même argile, A reste pratiquement constant.

La signification du facteur de rétention a est connue. Nous savons qu'il a comme expression $a = \varepsilon.S_s$ (III.5) , c'est à dire qu'il est sans dimension mais qu'il peut s'écrire en fonction de la surface spécifique et de ε qui est l'épaisseur de la couche d'eau liée ; il est fonction des propriétés de surface des matériaux. Là encore, la méthode de dispersion peut jouer un rôle en amenant en surface plus ou moins de charges électriques ; accessoirement, quoique cela n'apparaisse pas distinctement, elle peut aussi agir sur la grosseur des agrégats modificant ainsi la surface spécifique apparente. C'est un paramètre lié à l'hydrualique donc au fluide filtrant, en tant que facteur lui-même dans les actions de surface. Normalement, c'est lui qui est influencé par la salure de l'eau, et il serait intéressant d'étudier ce problème sous ce jour.

V.3. CONFRONTATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX CONNUS AVEC LA FORMULE

Très peu de résultats numériques concernant les mesures de perméabilité sur la kaolinite sont à notre disposition ; et ils sont incomplets à notre point de vue. Certains étudient la variation de la perméabilité en fonction du gradient hydraulique,d'autres ne s'attachent qu'à la porosité. En outre,sur le même matériau, Olsen, trouve des perméabilités de 2.10^{-5} cm/s, soit 2.10^{-2} μ^2, Kutilek 3.10^{-6} cm/s, soit 3.10^{-3} μ^2, nous même 10^{-4} μ^2 et Michael et Lin qui travaillent sur un grand champ de porosités ont recueilli des valeurs semblables aux nôtres : entre 0,23 et $3{,}6.10^{-4}$ μ^2.

Comment la perméabilité peut-elle être modifiée à ce point ? Par la porosité ou la structure du matériau résultant en particulier de sa mise en place et de la proportion d'eau de gâchage. Un calcul très simple permet d'éliminer la première : partant de la formule de Kozeny toujours valable au moins approximativement $K = A.P^3/(1 - P)^2$, on peut écrire :

$$\text{Log } K = \log A + 3 \log P - 2 \log (1 - P)$$

et $$\frac{\Delta K}{K} = 3\,\frac{\Delta P}{P} + 2\,\frac{\Delta P}{1 - P}$$

Lorsque la porosité passe par exemple de 0,6 (la plus élevée de nos valeurs) à 0,7, soit $\Delta P = 0{,}1$, on trouve que $\Delta K = K$, c'est à dire que la perméabilité double, ce qui est loin d'être de l'ordre de grandeur des écarts. Par conséquent, nous devrons chercher l'origine des différences dans la structure du matériau. Nous référant aux travaux de Lambe et de Mitchell (II.2.g), on peut également les attribuer à la préparation de l'éprouvette. Dès lors, ignorant comment les échantillons ont été préparés, nous ne devons point trop nous en étonner, et calculer les nouvelles valeurs de A et a.

V.3.a. EXAMEN DES RESULTATS D'OLSEN

Olsen démontre que la loi de Darcy est vérifiée : donc pas de variation en fonction du gradient hydraulique. Il ne donne, pour de l'eau distillée filtrant à travers une kaolinite qu'il définit comme "hydrite MP de la Georgia Kaolin Company", que deux résultats :

I. $h = 2{,}56$ cm $\quad P = 0{,}588 \quad K = 2{,}31.10^{-5}$ cm/s $\quad k \sim 2{,}3\ 10^{-2}\ \mu^2$

II. $h = 2{,}47$ cm $\quad P = 0{,}575 \quad K = 1{,}97.10^{-5}$ cm/s $\quad k \sim 2{,}0\ 10^{-2}\ \mu^2$

La dimension des pores calculée comme nous l'avons fait précédemment par la formule $D = (32\ k/P)^{1/2}$ (I.11)

et $k = 2{,}31.10^{-2}\ \mu^2$ nous donne $D = 1{,}1\ \mu$ qui est bien de l'ordre de grandeur des particules argileuses.

En prenant arbitrairement pour a la valeur $a = 0{,}2$, on obtient pour A les valeurs suivantes :

I. $A = 3{,}03.10^{-2}\ \mu^2$

II. $A = 3{,}025.10^{-2}\ \mu^2$

Avec la formule de Kozeny-Carman correspondant à $a = 0$, on trouve respectivement 1,925 et $1{,}875.10^{-2}$, ce qui donne une moins bonne concordance et appuie notre hypothèse.

A la valeur $A = 3{,}03.10^{-2}$ correspond naturellement a = 0,2 pour la première série, mais a = 0,206 pour la seconde. Nous ne pouvons aller plus loin dans l'analyse des résultats puisqu'il n'y a pas de variation de perméabilité avec le gradient hydraulique.

Le graphe (log a,P) se réduit à deux points. La pente de la droite qui les joint est - 1.

V.3.b. EXAMEN DES RESULTATS DE KUTILEK

Les résultats de Kutilek sont plus difficiles à interpréter car nous ignorons la valeur exacte de la porosité durant les essais. Cependant, nous pouvons éliminer le facteur constant :

$$A. \frac{P^3}{(1 - P)^2} = Z^3 \qquad (V.11)$$

dans l'équation (V.6) qui peut alors s'écrire :

$$K = Z^3 C^3 \quad \text{avec} \quad C = 1 - b . \frac{1 - P}{P} . J^m \qquad (V.9 \text{ et } 10)$$

où m = - 1/10 ou - 1/30, et b et P sont des constantes.

$$\text{Posons } B = b \times \frac{1 - P}{P}$$

$$\text{On a alors : } \quad C = \frac{K}{Z} = 1 - B . J^m$$

En choisissant arbitrairement m = - 1/30, et en cherchant quelle valeur de B donne à Z une valeur constante, on trouve en exprimant k en microns carrés :

$$B = 0{,}8 \qquad \text{et} \qquad Z = 5.10^{-1}$$

Pour P = 0,5 nous obtenons une valeur de B = 0,8 bien supérieure à celle que nous avions déterminée (0,226). Nous pouvons maintenant calculer A par la formule (V.11) :

$$A = Z^3 . \frac{(1 - P)^2}{P^3} = 0{,}25\ \mu^2$$

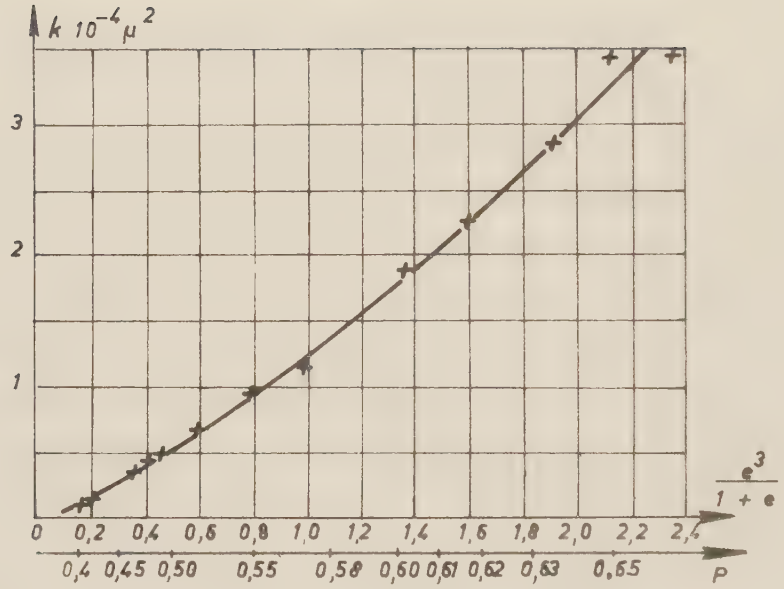
Bien entendu nous avons pris beaucoup trop de liberté dans ces calculs pour qu'ils soient rigoureux. Toutefois, ils montrent la part très grande que doit prendre le terme correctif C si nous voulons faire entrer dans le cadre que nous avons choisi les résultats de Kutilek en les considérant comme absolument sûrs. Remarquons cependant que la plage de variation du gradient se situe nettement au-dessus de la nôtre (7 à 500 au lieu de 3-70).

V.3.c. EXAMEN DES RESULTATS DE MICHAELS et LIN

De la publication de Michaels et Lin, nous avons extrait un graphe (figure 38) exprimant la perméabilité géométrique en fonction de la porosité, ou plus exactement de $e^3/(1 + e)$, égal à $P^3/(1 - P)^2$. Nous en avons tiré des valeurs numériques dont certaines sont données également dans des tableaux annexes. Nous les avons reportées sur nos graphes (log k, P) et (Log k, Log P) (figures 28 et 29), pour les comparer aux nôtres. Nous constatons immédiatement leur similitude : les ordres de grandeur sont les mêmes, ce qui n'était pas le cas précédemment, les pointssont bien alignés, parallèlement à la direction donnée par $(P - 0,2 (1 - P))^3/(1 - P)^2$, et par simple lecture on peut trouver la valeur de A : $A = 2,15.10^{-4}\ \mu^2$.

Il est alors possible de calculer le facteur de rétention a mais sans tenir compte du gradient hydraulique, les essais de Michaels et Lin ayant été faits sous gradient variable, avec une microburette verticale. On obtient alors le tableau suivant, où sont soulignées les valeurs tirées uniquement du graphe : (k en $10^{-4}\ \mu^2$).

P	k	a	P	k	a
0,654	3,6	0,194	0,547	0,901	0,234
0,645	3,48	0,200	0,515	0,67	0,210
0,636	2,85	0,200	0,490	0,441	0,223
0,617	2,24	0,216	0,471	0,318	0,236
0,602	1,87	0,212	0,405	0,088	0,270
0,572	1,17	0,240	0,390	0,0804	0,244



D'APRES MICHAEL ET LIN

(Perméabilité du kaolin)

FIG. 38

Du fait des conditions expérimentales, on ne peut rien déduire concernant la variation de a avec le gradient hydraulique, mais seulement constater sa faible amplitude de variation.

La suite du rapport nous d'autre renseignements intéressants qui recoupent sensiblement nos conclusions. En effet, les auteurs calculent, par comparaison à la perméabilité à l'azote, la fraction du volume de liquide immobilisée sur les parois solides ; en tenant compte de la surface spécifique S_s, ils mesurent l'épaisseur ε de la couche d'eau adsorbée : elle croît régulièrement de 44 Å pour la porosité la plus faible (0,39) jusqu'à 90 Å pour P = 0,49. Ensuite, évaluant la dimension moyenne des pores par la formule $d = 4\ e/S_s$ (e indice des vides), ils trouvent que le rapport ε/d reste sensiblement constant (2,5 à 3,5 %).

Dans ces conditions, on peut se demander pourquoi des auteurs ne veulent pas admettre un comportement particulier de l'eau et des liquides polaires vis à vis du kaolin, et ne trouvent d'explication plausible que dans un phénomène de contre-courant osmotique, dont Miller et autres (1969) ne trouvent aucune trace.

V.3.d. RESULTATS DE LA CONFRONTATION

Que pouvons-nous finalement déduire de ces tentatives d'intégration de résultats connus dans le cadre proposé ?

D'abord, qu'il est très difficile quand les données expérimentales sont incomplètes de pouvoir les analyser correctement. Ensuite, lorsque la perméabilité d'un matériau comme le kaolin varie dans la proportion de 1 à 100, s'agit-il toujours du même milieu au point de vue hydraulique ? Nous savons que les effets électro-ioniques du kaolin sont localisés sur les brisures du "cristal" : si l'écoulement se produit sur les faces planes plus que sur les tranches, il est possible que les conditions d'adsorption globales soient modifiées.

Cependant, en imposant au facteur de rétention une valeur proche de a = 0,2, nous avons constaté une bonne concordance avec la formule proposée. Seuls les résultats de Kutilek s'en écartent : ils présentent d'ailleurs une variation de la perméabilité avec le gradient hydraulique bien supérieure à tout ce qui a été signalé pour des gradients de cet ordre, sauf ceux concernant une bentonite (Lutz et Kemper 1959). Ils se rapprochent

par contre des mesures que nous avons faites sur kaolin passé au four dans la période précédant la stabilisation, ou dans le cas d'un courant ascendant : il pourrait donc s'agir de modification de géométrie dans un milieu insuffisamment comprimé. Dans l'ignorance où nous sommes des conditions expérimentales exactes, il ne nous est pas possible d'en dire plus.

Comme prévu, le facteur A est très variable d'une expérience à l'autre, soit du fait de l'utilisation d'argiles différentes, soit par les conditions de mise en place. Le nombre de paramètres influant sur A est tel qu'une analyse détaillée ne nous apparaît pas ici possible ni même utile. Il peut être déterminé rapidement par la méthode graphique que nous avons employée avec deux mesures de perméabilité à porosité connue et avec le même gradient hydraulique : dans le sytème d'axes (log k, P) la droite joignant ces deux points doit être parallèle à la direction donnée par le graphe :

$$\frac{P^3}{(1-P)^2}\left[1 - 0{,}2\ \frac{(1-P)}{P}\right]^3$$

A est alors le déplacement qui permet de passer de l'une à l'autre. Le non-parallélisme des deux directions serait dû à un facteur de rétention différent de 0,2. On pourrait à la rigueur tracer un faisceau de droites correspondant à des valeurs différentes de a.

V.4. INTERPRETATION PHYSIQUE DE LA FORMULE PROPOSEE

Revenons sur les hypothèses faites lors de la mise en équation du problème. Nous avons simplement admis qu'une partie de l'eau de l'éprouvette est immobilisée contre la phase solide du milieu, proportionnellement à la surface de contact, donc au volume solide ; donc l'épaisseur de cette couche est une fonction inconnue de la vitesse moyenne de l'eau dans le filtre et de la porosité. Les méthodes employées ne permettent que l'expression d'une loi globale de variation de l'épaisseur moyenne.

Il est clair que, pour un même débit dans l'anneau pariétal d'épaisseur d et une même vitesse à la distance d de la paroi, il existe une

infinité de lois de répartition des vitesses conduisant à des épaisseurs d'eau immobile différentes. Comme dans notre cas les distances sont très petites, il est malaisé de choisir entre elles (figure 39).

Nous avons proposé l'image de l'eau semi-cristalline parce-qu'elle nous paraissait commode ; mais elle n'est pas réellement nécessaire : au contraire, notre formulation est compatible avec toutes les lois rhéologiques envisagées, même celles que nous avons réfutées en raison de nos résultats expérimentaux. Elles ne sont d'ailleurs pas très éloignées l'une de l'autre. Reprenons-les sous une optique légèrement différente : celle de la variation de l'effort tranchant, et celle de la répartition des vitesse qui en résulte (cf. III.4).

Remarquons tout d'abord que le modèle capillaire est le mieux adapté à notre étude. Dans ce cadre, examinons l'écoulement d'un liquide dans un pore. Ecartons l'hypothèse du fluide parfait (sans intérêt pour nous), et considérons un liquide newtonien. Dans son sein, la viscosité développe un effort tranchant donné par la formule de Newton :

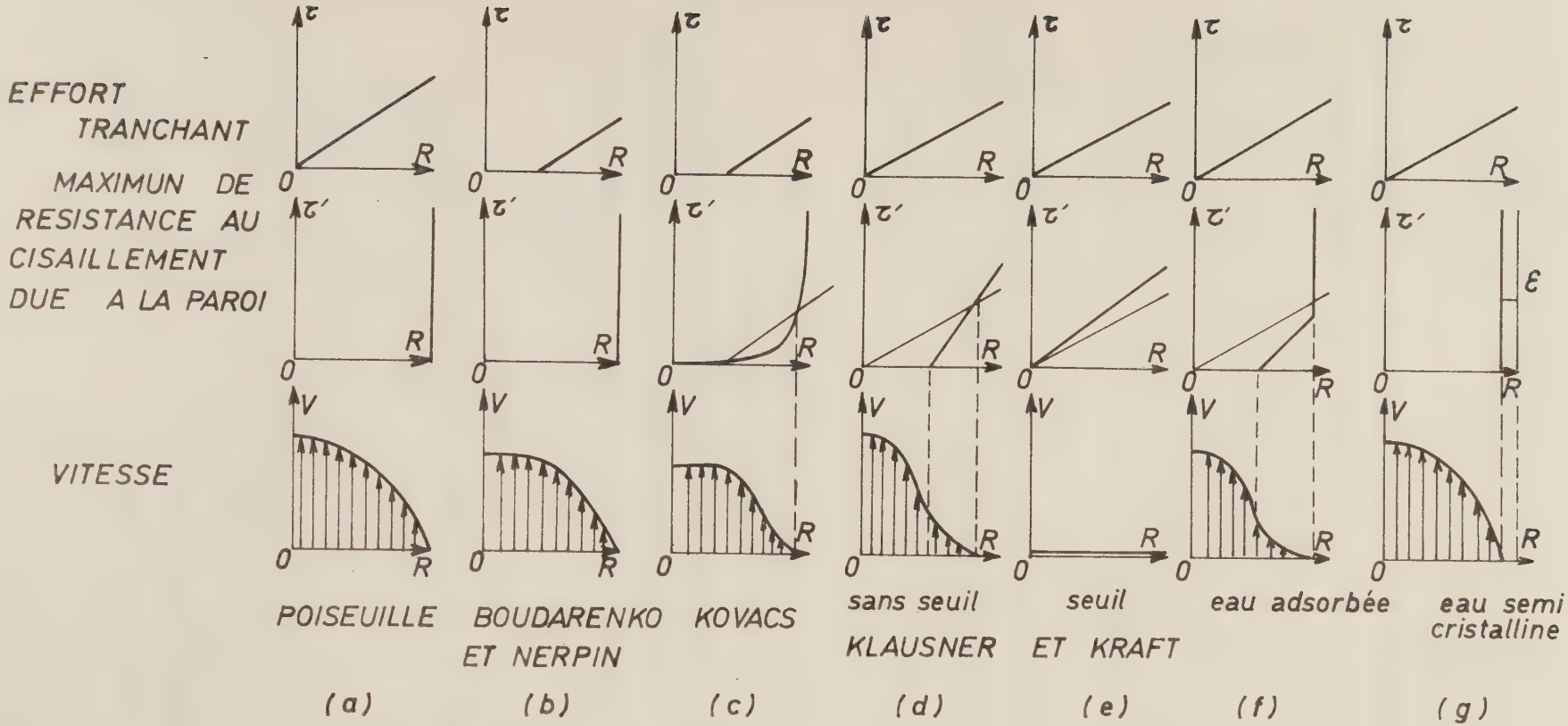
$$\tau = - \mu \frac{dV}{dr}$$

En prenant comme conditions aux limites (les parois) celle de Poiseuille : vitesse nulle (ce qui sous-entend une résitance au cisaillement infinie ou tout au moins supérieure à toutes celles qui pourraient venir de la viscosité), on a :

$$V = (R^2 - r^2) \frac{\rho g J}{4 \mu} \qquad \text{et} \qquad \frac{dV}{dr} = - \frac{\rho g J}{2 \mu} r$$

$$\tau = \frac{\rho g J}{2 \mu}$$

On peut ainsi tracer les graphes représentant l'effort tranchant, la résistance maximale au cisaillement due à l'effet de paroi, et l'indicatrice des vitesses correspondante (figure 40 a).



DISTRIBUTION DE VITESSE
DONNANT MEME DEBIT POUR MEMES CONDITIONS AUX LIMITES

FIG. 40

Passons maintenant à l'hypothèse de Bondarenko et Nerpin, celle d'un corps de Bingham. Elle diffère par l'introduction d'un seuil τ_o et se traduit par l'équation rhéologique :

$$\tau = \tau_o + \mu \frac{dV}{dr}$$

Les conditions aux limites étant inchangées, on obtient les graphes suivants (figure 37 b).

Kovacs fait intervenir l'influence des forces électriques aux parois : il suppose qu'elles produisent une résitance au cisaillement inversement proportionnelle à la distance. Les graphes ne diffèrent des précédents que par une légère déformation au voisinage des parois où le liquide est pratiquement figé sur une épaisseur plus grande (figure 40 c).

Klausner et Kraft émettent plusieurs hypothèses différentes concernant la répartition des efforts tranchants. La plus intéressante est celle où, dans une zone étroite (1/10 du diamètre) jouxtant la paroi, τ' est infini donc la vitesse nulle (liquide cristallisé) ; ensuite τ' décroît linéairement avec l'éloignement à la paroi, pour aboutir enfin à une zone centrale où le liquide est newtonien. Suivant la valeur du gradient moteur et du diamètre, on a un écoulement à seuil ou un régime proche de celui de Poiseuille (figure 40 d, e, f).

Cette hypothèse est la transition entre les théories qu'on pourrait dire "à viscosité variable", puisque ce serait une façon légèrement différente d'exprimer la même chose, et celle de l'eau quasi-cristalline avec double couche. Dans ce cas, on est ramené au liquide de Newton, mais avec un diamètre utile inférieur au diamètre géométrique ; nous l'avons choisie pour simplifier le problème (figure 40 g).

Toutes ces théories ont subi une vérification expérimentale. Sont-elles compatibles avec nos équations ? Un écoulement de Darcy classique correspond à a = 0. C'est un cas limite.

Si l'eau est réellement un corps de Bingham, on peut penser étant donné la dispersion des diamètres des pores, que le seuil n'y sera atteint que progressivement : ils cessent de fonctionner dans l'ordre de leur diamètre, les plus petits les premiers ; la présence de pores assez gros

serait une explication de la chute de perméabilité au-dessous d'un certain gradient, et également à ce que nous n'ayons pas mis de seuil en évidence (l'écoulement pariétal a été mis hors de question).

Pour les autres théories, l'écart entre les indicatrices des vitesses dans une section droite n'est pas tel qu'on puisse vérifier expérimentalement leur véracité. La valeur du facteur de rétention étant admise (soit en supposant les forces de résistance au cisaillement décroissantes, soit en les supposant constantes mais élevées près de la paroi), la répartition réelle des vitesses dans l'espace libre importe alors pratiquement très peu.

En principe, toutes ces hypothèses peuvent donc admettre, au moins de façon approchée, l'équation que nous proposons, avec une interprétation différente dans chaque cas. La double équation s'explique soit par le fait que les pores se débouchent progressivement, soit parce qu'une surépaisseur d'eau est arrachée. Et le coefficient de rétention représente une épaisseur d'eau semi-cristallisée, ou bien dans une zone dont l'eau, sans être immobile, a une vitesse extrêmement faible par rapport à la vitesse moyenne.

V.5. CONCLUSION

Après avoir expérimenté longuement sur des éprouvettes de kaolinite, examiné en détail les résultats obtenus par ailleurs, évalué aussi sincèrement que possible la confiance qu'on pouvait leur accorder ; après avoir également étudié les théories proposées et après les avoir confrontées à nos résultats, nous avons été amenés à construire, non pas un autre système, mais un appareil d'analyse permettant une formulation mathématique relativement simple, à partir d'hypothèses aussi larges que possible.

Comme nous venons de le dire, il est compatible avec presque toutes les explications proposées. Cependant, la neutralité a des limites, et il est nécessaire de les marquer.

Eliminons d'abord la possibilité que la loi de Darcy puisse s'appliquer intégralement aux argiles, surtout aux faibles gradients : c'est maintenant indubitable, et le seul résultat récent qui nous contredise est celui d'Olsen, qui ne semble pas probant, du seul fait de la valeur très élevée des perméabilités qu'il trouve.

La probabilité d'existence d'un seuil de gradient hydraulique nous paraît très faible. Des travaux récents (Miller et ses collaborateurs), basés sur des méthodes de vérification différentes, appuient notre assertion. Même pour la montmorillonite, nous n'avons pu trouver de seuil de gradient. Cela élimine toutes les théories basées sur l'hypothèse de l'eau corps de Bingham. On voit mal, d'ailleurs, pourquoi l'eau prendrait ces propriétés du seul fait de son écoulement en un tube étroit, comme l'affirment certains auteurs soviétiques.

Restent les hypothèses concernant la distribution des résistances au cisaillement au voisinage des particules argileuses. Nous avons choisi de considérer, dans notre étude, une couche uniforme d'eau adsorbée : il est certain qu'il s'agit là d'une grande simplification. Pour rester dans l'optique des phénomènes électriques au voisinage de l'argile, nous aurions préféré une répartition des résistances variant très rapidement avec la distance à la paroi, comme l'on fait Kovacs et Klausner et Kraft. Le premier, obnubilé peut être par des expériences qui laissaient apparaître un seuil de gradient, s'est tourné vers l'équations rhéologique de Bingham, celle-ci lui paraissant seule convenir. Les suivants, nous laissent un libre choix, mais leur appareil mathématique ne leur permet pas l'analyse des résultats expérimentaux mais seulement le calcul de modèles, ce que nous ne pouvons accepter.

Si notre méthode relève d'un souci de simplicité des calculs, elle présente cependant un aspect positif puisqu'elle nous a permis de mettre en évidence une loi de variation d'épaisseur de la couche d'eau liée à faible vitesse, confirmant le fait que certaines molécules d'eau sont moins fortement liées que d'autres, suivant leur distance à la paroi solide, alors que nous n'avions fait aucune hypothèse sur la double couche. Ce couple d'équations est comparable à ce que l'on trouve pour les divers régimes d'écoulement

dans les canalisations ; on sait que des formules différentes régissent des stades successifs de l'écoulement, le raccord se faisant là aussi avec une certaine hystérésis. Le parallélisme est curieux.

Nous avons trouvé une concordance très satisfaisante entre notre formule et les résultats expérimentaux que nous avons obtenus. Elle est bonne également pour ceux de Michaels et Lin ; mais dès que les perméabilités deviennent importantes, supérieures à celles qu'on a généralement dans les essais géotechniques, les résultats sont décevants. Nous avons émis la suggestion que la cause pourrait provenir d'une modification géométrique de l'éprouvette pendant sa préparation ou durant les essais. Nous en trouverons une justification expérimentale au chapitre suivant.

CHAPITRE VI

ETUDE DES MILIEUX HETEROGENES ARGILEUX

S'il existe quelques gisements d'argile pratiquement pure, on ne la trouve le plus souvent que comme élément constitutif en proportions variables dans le sol. Dans l'exposé préliminaire, nous avons écrit qu'il suffirait d'une quantité relativement faible d'argile pour imposer ses propriétés hydrauliques à l'ensemble. Nous avons cherché à vérifier expérimentalement ces considérations théoriques en étudiant des mélanges de billes de verre et de kaolin, pris en proportions variables. Cette assimilation des billes de verre au sol est très classique, et on trouve de nombreuses références justifiant cette façon de voir pour les sables, pour les faibles vitesses de filtration, et à granulométrie équivalente.

Par la suite, comme il ne nous était pas possible de varier beaucoup le diamètre des billes de verre et qu'il était intéressant de distinguer entre la dimension des billes et leurs propriétés physico-chimiques, nous avons cherché à considérer l'hétérogénéité moins comme un problème de

granulométrie que de propriétés de surface. Pour cela, il est commode d'utiliser le kaolin mort, qui a été étudié plus haut, en mélange avec du kaolin vif. Dans l'étude théorique, nous ferons abstraction de la dimension des particules. Les essais portant d'abord sur des mélanges billes-kaolin, nous tenterons par la suite d'en comparer les résultats avec ceux obtenus sur du kaolin naturel, puis passé au four.

VI.1. ETAT ACTUEL DES CONNAISSANCES

Un fait pèse sur nos travaux : il n'existe pratiquement pas d'eau pure dans la nature, et l'extension de ses propriétés hydrauliques en présence d'argile est une hérésie.

Avant de poursuivre, nous allons donc rappeler quelques résultats sur l'influence des corps étrangers dans l'eau et en particulier sur l'influence des sels.

Les données les plus récentes à ce sujet sont celles de JACQUIN (1965,1968). A partir de la formule de Simandoux donnant la quantité m d'eau retenue par adsorption en fonction de la proportion d'argile p et de la concentration en sel de la solution, tel que :

$$m = p\left(A + \frac{B}{\sqrt{c}}\right) \qquad \text{(III.3)}$$

où A et B sont des constantes, et de la formule correspondante pour l'épaisseur de la couche d'eau adsorbée ε en fonction de celle de la couche rigide ε_0 tel que :

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{\alpha}{\sqrt{c}} \qquad \text{(III.4)}$$

où α est une constante, JACQUIN montre que lorsque la proportion d'argile dans l'eau est assez faible il existe une concentration critique c_0 au-dessous de laquelle l'argile se comporte comme une suspension dans le liquide.

Bien entendu, si les particules sont en contact, elles ne peuvent pas plus se déplacer que les grains de sable d'un massif ; mais la porosité est alors assez faible, sinon le milieu se colmate vite (IV.5).

JACQUIN étudie particulièrement le cas où la concentration est supérieure à sa valeur critique, c'est à dire où l'argile est stable. Sa porosité utile est alors :

$$\mathcal{P} = P\left[1 - p\left(A' + \frac{B'}{\sqrt{c}}\right)\right]$$

et la perméabilité du milieu est donnée par :

$$\sqrt[5]{k} = \alpha' \cdot P\left[1 - p\left(A' + \frac{B'}{\sqrt{c}}\right)\right]$$

Le graphe représentatif est alors rectiligne tant que la concentration est supérieure à c_0, pour devenir incertaine ensuite (figure 41).

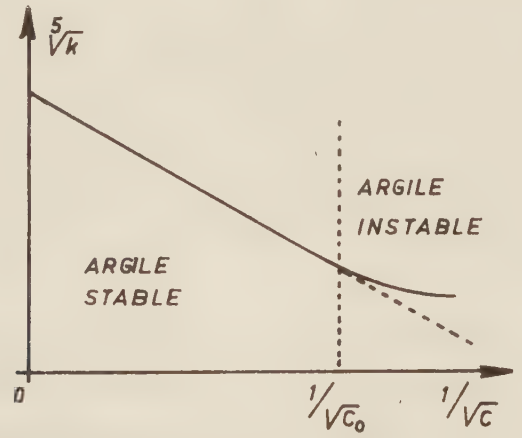


FIG. 41 (JACQUIN)

Il n'est donc pas nécessaire que l'argile solide occupe tous les vides du squelette pour être stable : l'eau adsorbée fait pratiquement partie de l'argile, en augmente la dimension apparente, et c'est l'ensemble qu'il faut considérer. C'est pourquoi lorsque la concentration en sels est moindre, l'épaisseur de la couche d'eau adsorbée augmente, la porosité utile et par conséquent la perméabilité diminuent. Lorsque la concentration critique est atteinte, l'argile se met en suspension dans l'eau et entre dans le mouvement.

Ainsi, l'auteur a vérifié ses formules dans la zone de stabilité avec des proportions très faibles d'argile (jusqu'à 1 % de montmorillonite dans du sable). La valeur de la concentration critique serait de 20 g/l de ClNa pour la montmorillonite et de 80 g/l pour la kaolinite, donc jamais atteinte dans les eaux naturelles, et il est par conséquent nécessaire d'approfondir l'étude de la zone d'instabilité.

Déjà dans nos essais sur kaolin seul, nous avons été gêné par ce phénomène : nous n'avons pu dépasser une porosité de 0,65 parce-qu'à partir de là, l'éprouvette, insuffisamment comprimée, était sensible à la pression produite sur une de ses faces par les gradients élevés qui pouvaient la soulever. Seule une préparation de l'échantillon par des méthodes différentes aurait pu nous permettre de dépasser cette valeur de porosité.

VI.2. PROCESSUS EXPERIMENTAL

L'appareillage de mesure utilisé restant le même, c'est dans la préparation de l'éprouvette constituée du mélange bille-argile, que réside la difficulté. La proportion d'argile étant faible, sa répartition est aléatoire et non uniforme, et ne favorise pas pour un échantillon de faible épaisseur (2 cm) un arrangement dense des billes. Nous avons essayé les différents procédés opératoires suivants :

1. en mélangeant à sec les billes et l'argile, puis en les mouillant progressivement avant de les mettre en place entre deux feuilles de papier filtre, nous rencontrons certaines difficultés. Si l'humectation est insuffisante, de l'air peut être piégé qu'il sera difficile de purger ; si elle est excessive, l'éprouvette ne supportera pas le retournement lors de la mise en place de l'appareil. Il faut donc se rapprocher de la limite de liquidité. De plus, la porosité reste importante car les billes ne glissent pas facilement l'une sur l'autre ;

2. en mettant en place d'abord les billes sèches puis en ajoutant l'argile sous forme de pâte très liquide, tout en maintenant sous la pierre poreuse un vide pour enlever l'excès d'eau, les inconvénients sont autres.

Les billes ont tendance à se déplacer, et l'aspiration provoque des cheminements privilégiés pour l'eau (cône au milieu de l'éprouvette), donc une inégale répartition ;

3. la solution finalement adoptée a été de mêler les billes de verre à la pâte d'argile proche de la limite de liquidité : on évite ainsi et les grumeaux par l'humectation préalable et l'introduction d'air en ne mettant que progressivement les billes de verre dans la pâte argileuse. Néanmoins, il n'est pas toujours facile d'obtenir une bonne compacité de l'échantillon.

Les essais ont été faits successivement avec des billes de verre de deux diamètres différents. Les premiers, de 3 mm environ, n'ont pas permis d'obtenir une porosité suffisamment faible : l'arcboutement des billes, facilité par leur taille relativement grande par rapport à la dimension de l'éprouvette en gênait l'écrasement. On a alors pris des billes de 0,5 à 0,6 mm de diamètre et les résultats donnés sont relatifs à ces essais seulement. Pour la confection des éprouvettes, on a ajouté à 100 g de billes des quantités croissantes d'argile jusqu'à l'obtention d'un milieu à peu près stable, notre objectif étant la détermination de la proportion correspondante, et l'étude de la perméabilité du mélange. Dans ces conditions, nous avons dû comprimer au maximum l'éprouvette pour diminuer la porosité entre les billes l'amenant ainsi à des valeurs acceptables.

VI.3. GEOMETRIE DE L'ECHANTILLON

Il est nécessaire de préciser un certain nombre de caractéristiques liées à la géométrie du milieu. Nous avons un cylindre de volume V, de hauteur h, de section S, contenant une certaine masse de billes (100 g environ) dont on peut exprimer le volume V_b soit en fonction de la hauteur réduite h_b des billes, soit en fonction de l'aire S_b occupée par les billes dans la section circulaire, en supposant leur répartition régulière. Il vient :

$$V_b = S \cdot h_b = S_b \cdot h \ .$$

Nous désignerons par P_b la porosité entre les billes, définie de la façon habituelle par :

$$P_b = \frac{V - V_b}{V} = \frac{h - h_b}{h} = \frac{S.h - S_b.h}{S.h} = 1 - \frac{S_b}{S}$$

d'après laquelle la section de passage entre les billes est :

$$S - S_b = S \cdot P_b$$

En tenant compte de l'argile qui participe à la fraction solide de l'éprouvette et dont nous noterons le volume V_a et la hauteur réduite h_a, la porosité réelle de l'échantillon peut s'écrire :

$$P = \frac{V - V_b - V_a}{V} = \frac{h - h_b - h_a}{h}$$

et la porosité de l'argile dans les vides entre les billes :

$$P_a = \frac{V - V_b - V_a}{V - V_b} = \frac{h - h_b - h_a}{h - h_b}$$

d'où la relation évidente :

$$P = P_a \cdot P_b$$

Dans ces conditions, nous mesurons directement la perméabilité globale de l'éprouvette due en réalité au passage de l'eau dans le milieu argileux dont la perméabilité diffère de la précédente du fait que la section de passage n'est plus S mais $S - S_b = S \cdot P_b$. Pour le même débit Q à travers le filtre et la même charge hydraulique H, la perméabilité K de l'éprouvette et celle K_a de l'argile entre les billes sont liées par :

$$Q = K \cdot S \cdot \frac{H}{h} = K_a \cdot (S - S_b) \cdot \frac{H}{h} = K_a \cdot S \cdot P_b \cdot \frac{H}{h}$$

soit $K_a = \frac{K}{P_b}$ sans tenir compte de la tortuosité globale.

Cette perméabilité est seule comparable, à porosité P_a égale, à celles que nous avons mesurées pour l'argile seule.

En fait, nous supposons ainsi que la répartition tant des billes que de l'argile est uniforme dans l'éprouvette, ce qui n'est pas certain : si la quantité d'argile est trop faible, on est conduit à des porosités pour l'argile excessives. Il est alors logique de penser que l'argile occupe dans le squelette rigide des billes dont la répartition serait uniforme, une zone de hauteur h' inférieure à h à l'intérieur de laquelle sa densité sera constante. Ceci correspondrait par exemple à une sédimentation due tant à la gravité qu'à l'effet d'un courant descendant très lent ne provoquant aucune turbulence. L'éprouvette peut alors être considérée comme deux filtres en série, l'un de hauteur hypothétique à priori inconnue h' contenant des billes et toute l'argile, l'autre de hauteur h - h' constitué uniquement de billes, et dont la perméabilité est énorme aussi bien par rapport à la précédente que comparée à celle des pierres poreuses et des papiers filtre. Pour passer de la perméabilité globale mesurée sur l'éprouvette à celle de l'argile supposée condensée sur une épaisseur réduite, on doit tenir compte de cette hauteur dans le calcul. Un raisonnement semblable au précédent permet d'écrire :

$$Q = K_a \cdot S \cdot P_b \cdot \frac{H}{h} = K'_a \cdot S \cdot P_b \cdot \frac{H}{h'}$$

donc : $$K'_a = K_a \cdot \frac{h'}{h}$$

Cette diminution de la hauteur réelle de la partie argileuse modifie également la porosité de l'argile en place P_a, puisque le volume occupé est plus faible. Sur la hauteur h', le volume des billes est $\frac{h'}{h} V_b$ est sa hauteur réduite $\frac{h'}{h} h_b$. La nouvelle expression de la porosité est :

$$P'_a = \frac{h' - h_b \cdot h'/h - h_a}{h' - h_b \cdot h'/h}$$

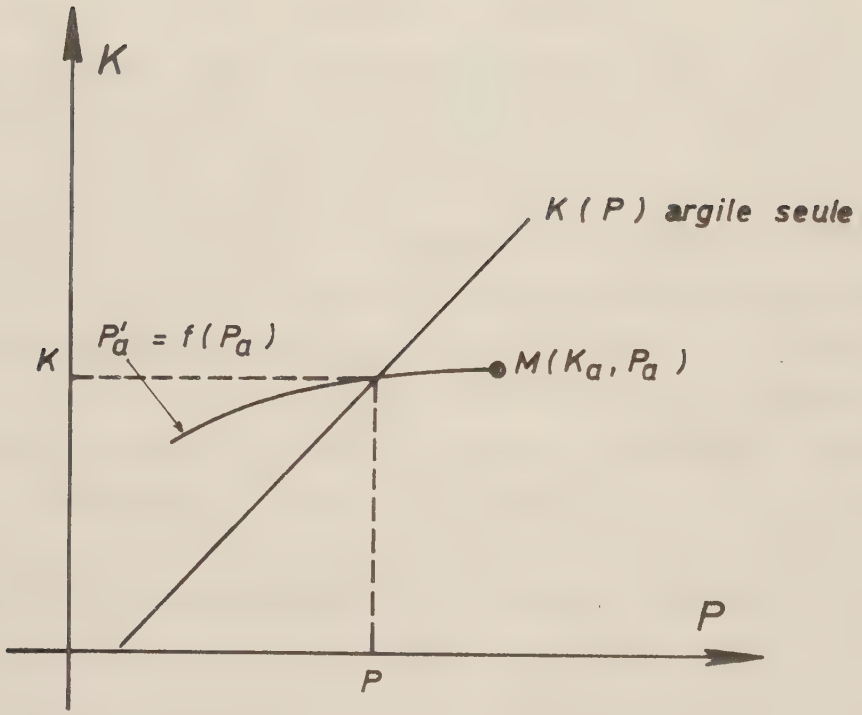


FIG. 42

En écrivant que la quantité d'argile, donc sa hauteur réduite, est constante, on tire de P_a et de P'_a :

$$h_a = (h - h_b)\ (1 - P_a)$$

$$h_a = (h' - \frac{h'}{h} h_b)\ (1 - P'_a) = \frac{h'}{h}\ (h - h_b)\ (1 - P'_a)$$

et en égalant ces deux quantités représentant la teneur en argile :

$$P'_a = 1 - \frac{h}{h'}\ (1 - P_a)$$

Pour chaque point expérimental (K_a, P_a) on peut trouver les valeurs de K'_a correspondant aux porosités P'_a choisies, donc tracer le graphe représentatif, une branche d'hyperbole, dont il est facile de voir que la tangente est positive: la perméabilité diminue avec la porosité.

L'intersection de cette hyperbole avec le graphe K(P) obtenu pour les éprouvettes ne contenant que de l'argile, permet de repérer la porosité et la perméabilité de l'argile qui donnerait la même perméabilité globale, et par conséquent de déterminer la hauteur h' de la partie occupée par l'argile dans l'éprouvette, en supposant bien entendu qu'elle y soit à porosité constante.

La diminution de la perméabilité au cours du tassement de l'argile entraîne-t-elle une diminution du débit ? Il n'est pas possible de le dire à priori puisque la hauteur du filtre diminue également, mais c'est le cas pour les argiles pures. On peut le démontrer ici, en supposant toutefois que la formule de KOZENY donnant la loi de variation de la perméabilité en fonction de la porosité soit valable :

$$K = A \cdot \frac{P^3}{(1-P)^2}$$

où on donnera à P la valeur P'_a tirée des relations calculées plus haut :

$$1 - P'_a = \frac{1}{h'} \cdot h_a \cdot \frac{h}{h - h_b} = \frac{C}{h'}$$

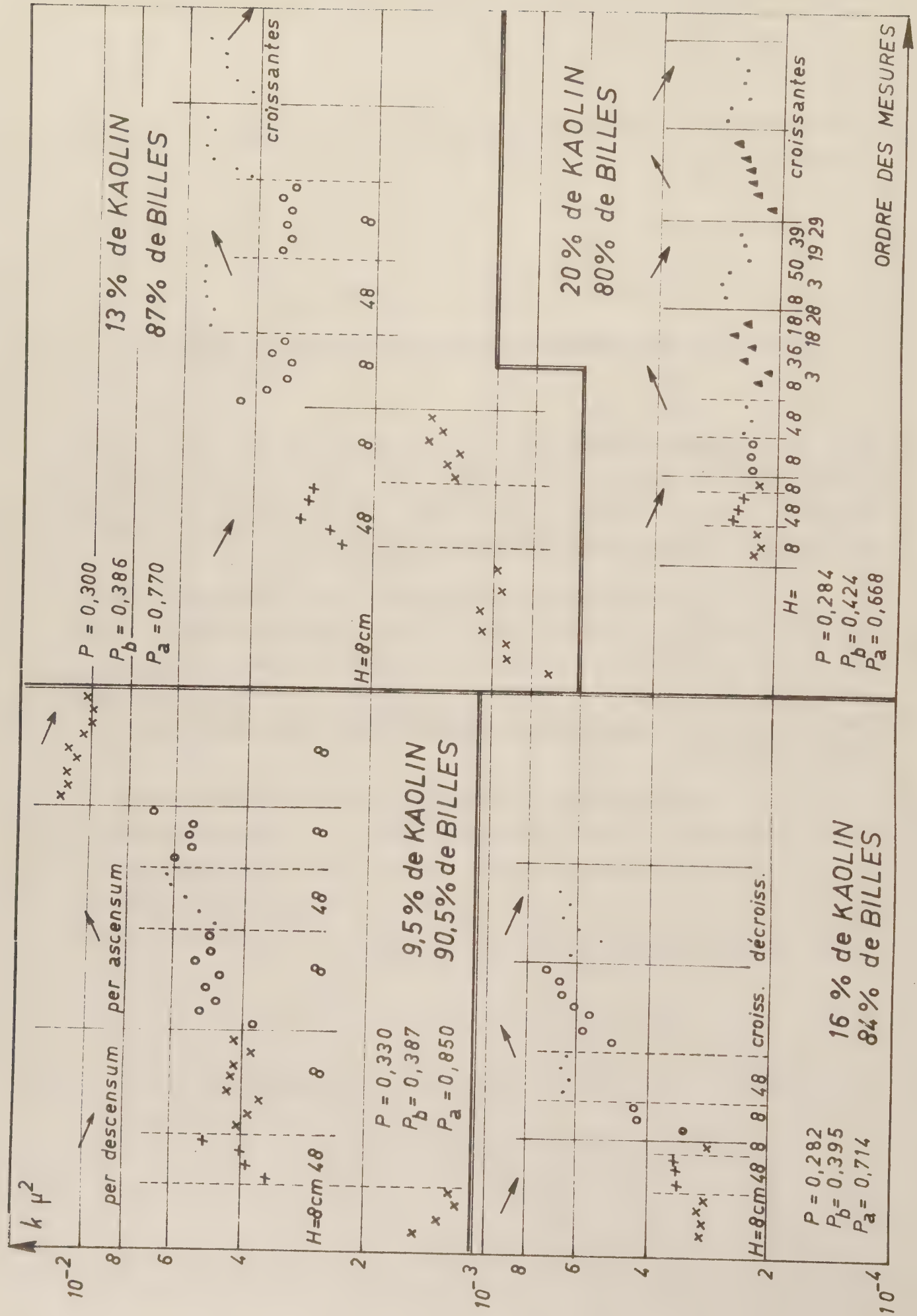

k μ²
10⁻²
10⁻³
10⁻⁴
per descensum
per ascensum
P = 0,300
P_b = 0,386
P_a = 0,770
13 % de KAOLIN
87% de BILLES
croissantes
H=8cm
P = 0,330
P_b = 0,387
P_a = 0,850
9,5% de KAOLIN
90,5% de BILLES
20 % de KAOLIN
80% de BILLES
P = 0,282
P_b = 0,395
P_a = 0,714
croiss.
décroiss.
16 % de KAOLIN
84 % de BILLES
P = 0,284
P_b = 0,424
P_a = 0,668
H=
3 18 28 3 19 29
ORDRE DES MESURES

FIG. 43

en groupant sous le terme C les deux derniers membres du produit qui sont des constantes. Tous calculs faits, le débit s'écrit :

$$Q = A \cdot S \cdot P_b \cdot \frac{H}{C^2} \cdot \frac{(h' - C)^3}{h'^2}$$

La dérivée dQ/dh' donne le sens de variation ; en utilisant la dérivée logarithmique il vient :

$$\frac{dQ}{Qdh} = \frac{3}{h' - c} - \frac{2}{h'}$$

et $$\frac{CdQ}{Qdh} = \left(\frac{1 - P'_a}{P_a}\right) (3 - 2 P'_a)$$

Elle est bien positive. Q et h' varient donc dans le même sens.

La procédure expérimentale nous a amené à modifier les gradients moteurs et le sens de circulation de l'eau. Les particules d'argile ont alors tendance à sédimenter aux points de faible vitesse, et aussi contre les filtres inférieur et supérieur, d'où une macroporosité qui vien s'ajouter, en devenant prédominante, à la microporosité de l'argile ; elle s'accroît encore par la succession des mouvements alternés et l'augmentation du gradient hydraulique. On pourra donc avoir une répartition de l'argile qui variera dans le temps et dans le volume de l'éprouvette.

VI.4. ETUDE EXPERIMENTALE DES MELANGES DE BILLES DE VERRE ET DE KAOLIN

Nos essais ont porté sur des éprouvettes de teneur en kaolin différentes, et sous deux gradients hydrauliques (approximativement 5 et 30). Nous avons également modifié le sens de la filtration pour étudier les effets de la sédimentation.

Les résultats sont présentés sous forme graphique (figure 43 a, b, c, d) sauf ceux correspondant à des proportions supérieures à 20 % qui donnent des valeurs ondulant très peu autour de la moyenne, à gradient cons-

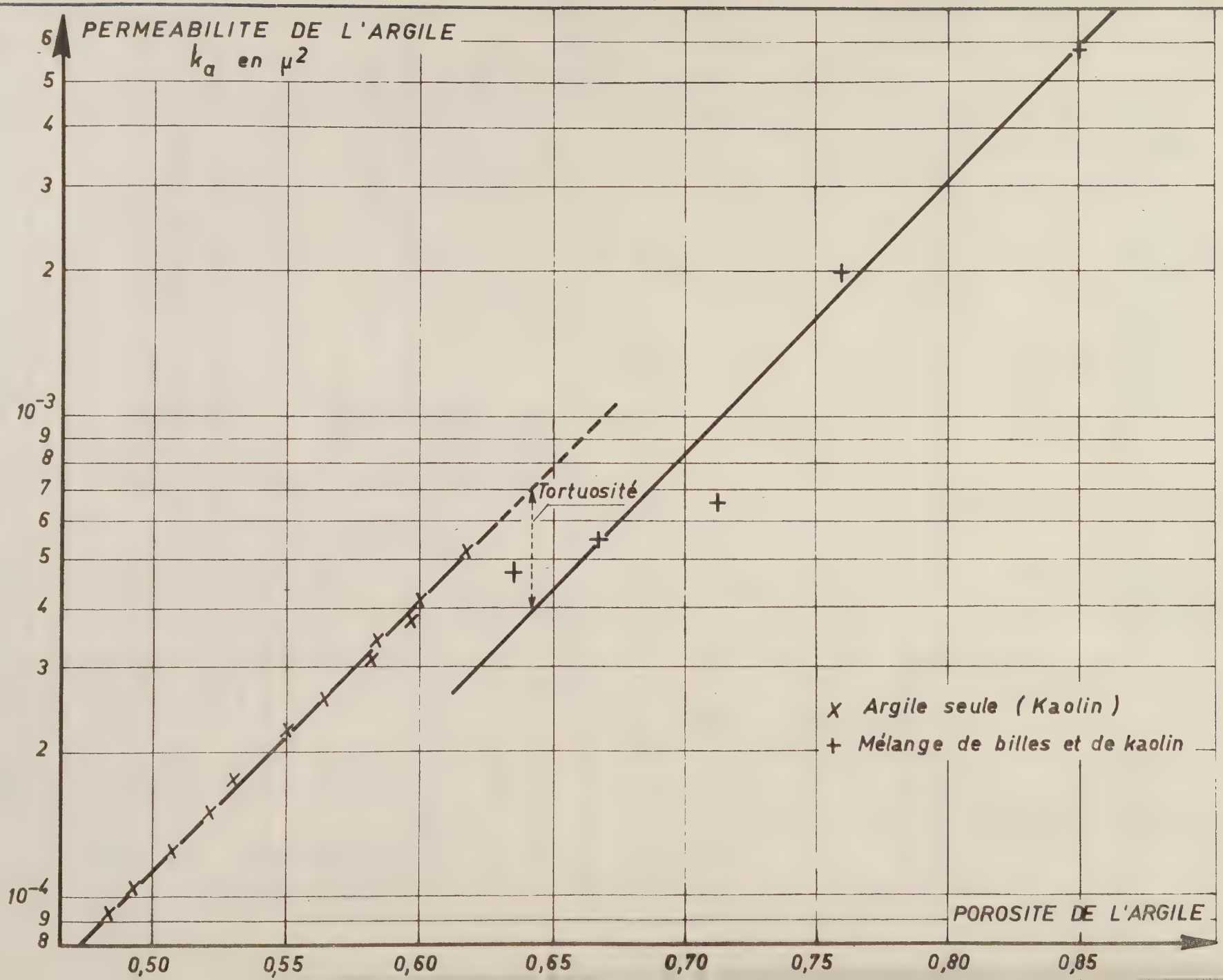

PERMEABILITE DE L'ARGILE
k_a en μ^2
6
5
4
3
2
10^{-3}
9
8
7
6
5
4
3
2
10^{-4}
9
8
Tortuosité
X Argile seule (Kaolin)
+ Mélange de billes et de kaolin
POROSITE DE L'ARGILE
0,50
0,55
0,60
0,65
0,70
0,75
0,80
0,85

FIG. 44

tant. Leur étude détaillée permet de les interpréter et d'en tirer un certain nombre d'informations ; on constatera la similitude avec l'écoulement dans le kaolin passé au four. Au début, le mouvement est per descensum et à faible gradient hydraulique. On remarque :

- une stabilisation relativement rapide par diminution de la perméabilité due à une sédimentation sous l'effet conjugué du mouvement et de la pesanteur. Quoique cette dernière n'ait qu'un très faible rôle ;

- lors du passage au gradient supérieur, la perméabilité croît notablement. Il y aurait analogie avec le phénomène constaté pour l'argile pure, si le retour au gradient inférieur nous ramenait à la perméabilité précédente. Ce n'est pas le cas, donc il doit y avoir un débouchage du filtre;

- en effet, lorsque le gradient décroît à nouveau, K baisse sans devenir aussi faible qu'au début. Cependant, si la proportion d'argile est assez importante (16,5 %), cette réduction est minime ;

- le changement de sens du mouvement accroît à nouveau la perméabilité, même pour la faible charge : il en résulte une nouvelle répartition de l'argile, donc des canalicules, se traduisant par des passages préférentiels qui ne seront pas à nouveau bouchés. Une partie de l'argile a été déplacée vers des points d'où les forces de traînée ne peuvent l'extraire, à moins qu'un gradient différent ou plus fort ne lui soit appliqué;

- le temps, sauf dans le cas où la sédimentation a un rôle prépondérant, n'est pas par lui-même un facteur essentiel. On a pu cependant constater, pour la plus faible teneur en argile, une augmentation de la perméabilité après un repos de la nuit : cela pourrait s'expliquer par une croissance de la porosité due au gonflement du kaolin ;

- les essais à gradients différents montrent une croissance de la perméabilité allant de pair avec celle du gradient, comme pour l'argile pure après stabilisation par un grand nombre d'alternances.

Dans l'étude du milieu hétérogène billes-kaolin, on ne peut comparer la perméabilité de l'argile à celle qu'elle aurait dans un milieu homogène, à moins de le faire en fonction de la porosité et plus précisément de la porosité de l'argile dans le milieu P_a définie plus haut.

Il est clair que parmi les valeurs très variées trouvées pour la perméabilité, hormis les toutes premières correspondant aux faibles gradients, les autres tiennent compte de la macroporosité plus que de la porosité réelle de l'argile. Nous pouvons donc ne garder que la valeur initialement mesurée, quelque aléatoire que soit le procédé, et la reporter sur le graphe (log k, P) déjà plusieurs fois utilisé, en la ramenant à la perméabilité de l'argile seule k_a. Nous obtenons ainsi une série de points (un par essai) qui devraient normalement se trouver sur la droite représentant la perméabilité de l'argile. Or, nous constatons que ces points sont tous au-dessous de cette droite (figure 44).

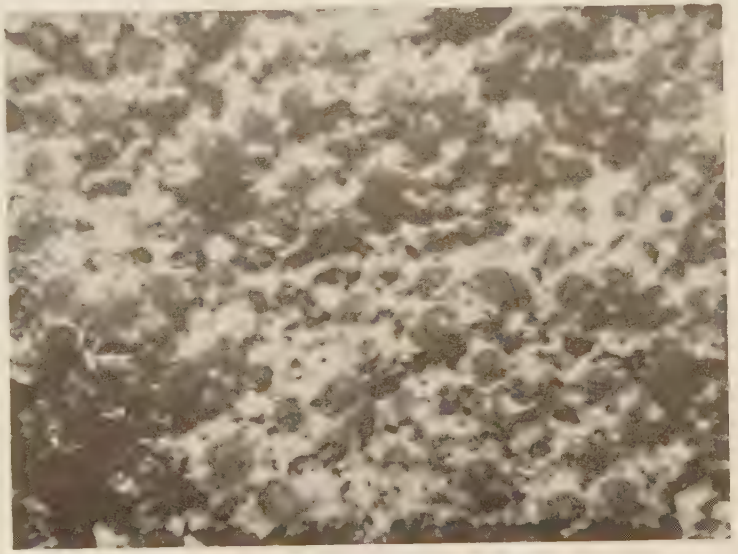
A la réflexion, il existe une explication tout à fait logique : dans ce milieu où les billes occupent la plus grande place, les lignes de courant ne peuvent plus être assimilées à des droites, et leur longueur réelle est bien supérieure à la hauteur h de l'éprouvette. Il en résulte une perméabilité apparente mesurée inférieure à la perméabilité réelle, le facteur correctif étant celui qu'on a nommé tortuosité, le rapport de ces deux longueurs. Il s'agit en fait d'une tortuosité supplémentaire : la micro-tortuosité est celle qui permet de contourner les billes. Sa mesure est simple sur le graphe puisque ce rapport est la différence des ordonnées du point et de la droite. On constate qu'elle est à peu près constante.

Naturellement, cette interprétation n'est valable que dans la mesure où les échantillons ont été préparés de façon identique, c'est à dire lorsque la perméabilité du kaolin peut être considérée comme fonction de sa seule porosité.

L'examen visuel des échantillons extraits de l'appareil après les essais confirme nos conclusions. Cela est surtout manifeste pour les faibles teneurs en argile : au moment du démoulage d'ailleurs délicat, on note une accumulation du kaolin sur les filtres ; au contraire dans la partie centrale, il en reste si peu que les billes ne sont plus liées entre elles, si bien que l'éprouvette se coupe à mi-hauteur alors qu'au moment de sa mise en place, l'argile paraissait parfaitement bien répartie dans l'échantillon.

10% en masse de Kaolin

20% en masse de Kaolin



27% en masse de Kaolin

30% en masse de Kaolin

Photographies d'éprouvettes de mélanges de billes de verre de 0,5 mm de diamètre et de Kaolin montrant l'effet de la circulation de l'eau (macroporosite, fissures) (les éprouvettes ont été séchées à l'étuve à 105°C)

Atelier Offset E.N.S.A Rennes

De plus, et cela est particulièrement évident pour les teneurs plus importantes, des passages préférentiels se creusent. Cela nous avait empêché de saturer l'échantillon sous vide, quoique cette solution eût été apparemment plus sûre. Même sans cela, on constate une macroporosité fortement localisée, visible à la loupe (on voit sur les photographies de sections diamétrales la forme de ces cavités). L'interprétation de ces photographies pourrait laisser quand même un doute sinon pour les éprouvettes à faible teneur de kaolin du moins pour les autres : elles sont prises sur des échantillons séchés à l'étuve, et on peut se demander si la macroporosité constatée est due au passage de l'eau ou au retrait provoqué par la dessiccation de l'éprouvette. Il est d'ailleurs probable que les deux effets se soient ajoutés.

Par contre, l'accumulation du kaolin sur les faces d'entrée et de sortie de l'eau est nettement visible et ne peut être attribuée à rien d'autre qu'à l'entraînement des particules par le courant.

VI.5. ETUDE DES MELANGES DE KAOLIN MORT ET VIF

Cette étude est faite dans le prolongement des essais précédents, mais l'objectif n'en est cependant pas le même : il est de peu d'intérêt de recommencer une étude sur la migration du kaolin, et son influence sur la perméabilité. Par contre, en mêlant deux produits de même dimension mais de propriétés physico-chimiques différentes, l'un étant actif, l'autre inerte, on peut séparer ainsi les rôles respectifs de la dimension et des propriétés de surface. Pour cela, les proportions seront telles que les problèmes de migration ne risqueront plus de se poser, out tout au moins pas avec la même intensité.

En outre, notre but étant tout autre, nous avons cherché à étudier sur toute la gamme des gradients le comportement du mélange, comme nous l'avions fait sur le produit pur, en particulier pour faire ressortir une éventuelle diminution de la perméabilité. Enfin, le milieu étant plus compressible, nous voulions voir s'il était possible, en le soumettant à des contraintes croissantes, d'avoir une large plage de porosités pour une composition identique.

Du point de vue expérimental, cela ne posait pas de problème nouveau. Par passage au four à 1200 °C du kaolin on obtenait un produit nouveau : la mullite. La préparation de l'éprouvette était identique, ainsi que le système de mesure. Seul le choix du diamètre de la microburette a été délicat. En fait, nous avons eu quelques ennuis dus au déplacement rapide du ménisque ; d'autre part, la stabilisation du niveau dans les piézomètres a été relativement lente, peut être à la suite d'une diminution de la qualité du contact tube-eau, après une année de mesures dans les mêmes tubes. Nous ne pouvons garantir la même précision de mesure que précédemment, aussi nous ne nous attacherons pas trop aux anomalies constatées.

Les essais ont eu lieu sur deux mélanges différents. Le premier comportait des masses égales des deux types de kaolin (mais non le même volume, puisque la masse spécifique diffère : 2,40 pour le mort, contre 2,73 pour le vif) ; pour le second mélange, les proportions en masse passent à 75 % pour le kaolin naturel contre 25 % de kaolin passé au four. Enfin, une dernière série d'essai concerne un mélange aux proportions symétriques 25 % de kaolin naturel et 75 % de mullite. On trouvera ci-après les tableaux de résultats :

Essai 25 % kaolin vif, 75 % kaolin mort

Hauteurs réduites : kaolin vif : 0,162 cm ; mort : 0,551 cm

contrainte bar	h cm	P	P_a	P_b	k en $\mu^2 \times 10^2$	
					H = 10 cm	H = 30 cm
0,7	2,124	0,751	0,897	0,838	1,61	1,71
1,5	2,026	0,699	0,891	0,785	1,20	1,23
2,3	1,996	0,683	0,888	0,770	1,13	1,19
4,7	1,882	0,622	0,877	0,709	0,83	0,86
7	1,807	0,583	0,872	0,669	0,60	0,68
9,3	1,708	0,530	0,860	0,616	0,48	0,48

Essai 50 % kaolin vif, 50 % kaolin mort

Hauteurs réduites : kaolin vif : 0,383 cm kaolin mort : 0,436 cm

N° Essai	contrainte bar	Hauteur échantillon cm		P		P_b			P_a	
1	1,2	1,9895		0,588		0,781			0,753	
Per Descensum	H cm	110,2	70,5	60,2	50,5	3,75	39,8	29,7	19,8	9,8
	$k.10^3$ μ^2	2,05	2,05	2,05	2,05	2,12	2,04	2,05	2,00	2,0
Per Ascensum	H cm	110	70,2	59,9	50,4	39,2	29,2	19,0	9,45	3,8
	$k.10^3$ μ^2	2,03	2,03	2,04	2,03	2,04	2,05	2,09	2,06	2,09
2	2,4	1,903		0,570		0,771			0,739	
Per Descensum	H cm	110,4	70,7	60,5	50,8	9,80	4,25	39,6	29,9	19,6
	$k.10^3$ μ^2	1,64	1,64	1,66	1,64	1,60	1,93	1,72	1,63	1,63
Per Ascensum	H cm	110,2	70,3	60,3	50,3	39,2	29,1	19,0	9,40	3,85
	$k.10^3$ μ^2	1,60	1,62	1,62	1,64	1,63	1,63	1,63	1,62	1,82
3	4,7	1,824		0,551		0,761			0,724	
Per Descensum	H cm	110,0	70,3	60,1	50,8	39,7	29,6	4,25	19,3	9,85
	$k.10^3$ μ^2	1,26	1,26	1,29	1,26	1,26	1,26	1,20	1,28	1,26
Per Ascensum	H cm	109,5	70,1	59,9	50,4	39,4	29,4	18,6	49,6	4,10
	$k.10^3$ μ^2	1,26	1,26	1,26	1,26	1,25	1,26	1,24	1,23	1,16
4	7	1,771		0,537		0,754			0,713	
Per Descensum	H cm	4,20	110,3	70,7	60,1	50,5	39,6	29,6	19,6	9,60
	$k.10^3$ μ^2	0,92	1,06	1,06	1,07	1,07	1,07	1,06	1,06	1,07
Per Ascensum	H cm	109,8	70,3	60,0	50,4	3,90	39,3	29,4	19,4	9,40
	$k.10^3$ μ^2	0,997	1,052	1,047	1,051	0,945	1,061	1,039	1,029	1,026
5	9,4	1,702		0,519		0,744			0,697	
Per Descensum	H cm	111,3	71,2	61,1	51,2	40,0	30,0	19,8	4,25	10,0
	$k.10^3$ μ^2	0,828	0,812	0,805	0,803	0,796	0,799	0,800	0,777	0,809
Per Ascensum	H cm	9,10	19,4	29,2	39,7	3,80	109,7	67,0	59,8	50,4
	$k.10^3$ μ^2	0,776	0,799	0,808	0,803	0,737	0,832	0,820	0,818	0,824

Essais : 75 % Kaolin vif 25 % kaolin mort

Hauteurs réduites : vif : 0,588 cm mort : 0,223 cm

N° Essai	Contrainte bar		Hauteur échantillon cm		P		P_b		P_a	
1	1,2		1,885		0,570		0,882		0,647	
Per Descensum	H cm	109,1	70,4	60,0	50,7	40,0	4,10	29,5	19,7	9,70
	$k.10^4$ μ^2	8,24	8,45	8,48	8,49	8,49	8,47	8,51	8,47	8,58
Per Ascensum	H cm	9,55	19,1	28,9	39,3	50,2	59,8	70,1	109,3	4,00
	$k.10^4$ μ^2	7,91	8,35	8,41	8,45	8,48	8,56	8,52	8,46	7,34
2	2,4		1,798		0,549		0,876		0,627	
Per Descensum	H cm	9,40	19,5	29,3	39,5	4,20	50,7	60,0	10,6	110,4
	$k.10^4$ μ^2	6,48	6,28	6,35	6,26	6,45	6,27	6,23	6,23	6,25
Per Ascensum	H cm	9,15	19,0	28,9	3,95	39,1	49,9	59,1	69,8	109,6
	$k.10^4$ μ^2	6,01	6,16	6,20	5,25	6,22	6,17	6,26	6,23	6,19
3	4,7		1,713		0,527		0,870		0,606	
Per Descensum	H cm	9,25	19,2	29,3	4,00	40,1	49,3	59,5	70,6	110,3
	$k.10^4$ μ^2	4,76	4,65	4,47	4,59	4,39	4,48	4,48	4,48	4,41
Per Ascensum	H cm	8,65	18,6	28,9	3,80	38,8	49,9	59,8	70,1	109,9
	$k.10^4$ μ^2	4,48	4,45	4,39	3,75	4,47	4,45	4,46	4,44	4,46

4	7		1,664		0,513		0,866		0,592	
Per Descensum	H cm	9,70	20,0	29,9	4,25	40,6	51,0	60,6	70,7	110,1
	$k.10^4$ μ^2	3,79	3,68	3,67	5,73	3,72	3,68	3,54	3,61	3,71
Per Ascensum	H cm	9,10	19,0	28,8	3,95	39,5	49,4	59,6	69,9	109,7
	$k.10^4$ μ^2	3,50	3,47	3,60	2,93	3,61	3,64	3,57	3,56	3,57
5	9,4		1,616		0,499		0,862		0,578	
Per Descensum	H cm	19,9	29,9	41,1	4,45	9,90	50,8	60,9	71,1	111,2
	$k.10^4$ μ^2	2,80	2,95	2,89	2,95	2,92	2,87	2,83	2,80	2,84
Per Ascensum	H cm	9,35	18,9	29,3	3,60	40,0	49,6	59,8	69,6	109,5
	$k.10^4$ μ^2	2,80	2,78	2,80	2,46	2,85	2,81	2,85	2,85	2,85
Per Ascensum	H cm	8,95	18,9	3,55	29,0	40,1	49,8	59,3	69,8	109,3
	$k.10^4$ μ^2	2,86	2,97	2,63	2,82	2,85	2,82	2,86	2,83	2,87
Per Descensum	H cm	9,50	19,8	4,20	29,5	40,1	50,3	60,0	70,5	110,5
	$k.10^4$ μ^2	3,00	2,93	2,68	2,92	2,92	2,72	2,95	2,86	2,87

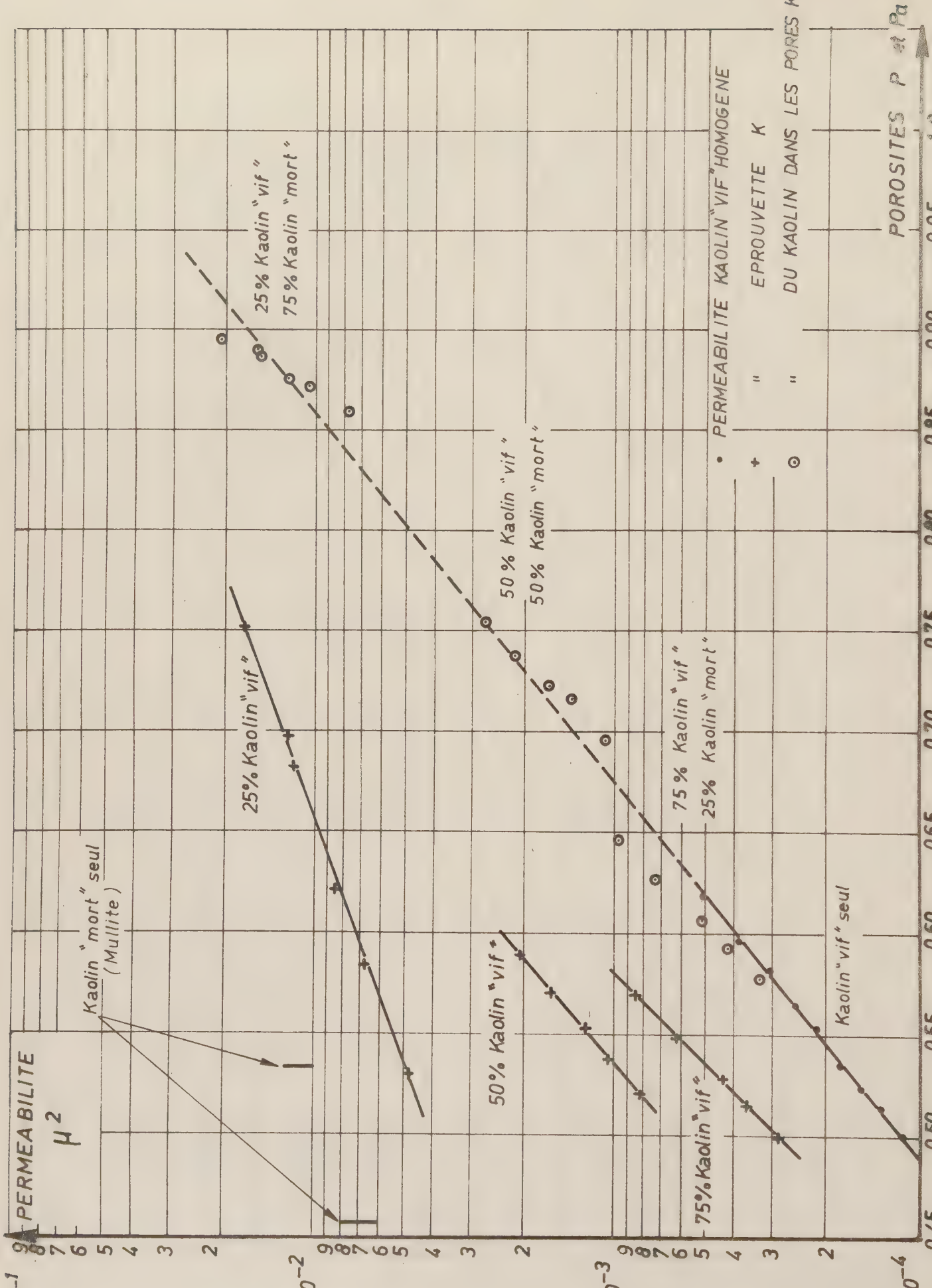

PERMEABILITE
μ²
Kaolin "mort" seul
(Mullite)
25% Kaolin "vif"
25% Kaolin "vif"
75% Kaolin "mort"
50% Kaolin "vif"
50% Kaolin "vif"
50% Kaolin "mort"
75% Kaolin "vif"
75% Kaolin "vif"
25% Kaolin "mort"
Kaolin "vif" seul
• PERMEABILITE KAOLIN "VIF" HOMOGENE
+ " EPROUVETTE K
⊙ " DU KAOLIN DANS LES PORES Ka
POROSITES P et Pa
10⁻¹
10⁻²
10⁻³
10⁻⁴
0,45
0,50
0,55
0,60
0,65
0,70
0,75
0,80
0,85
0,90
0,95
1,0

FIG. 45

La lecture de ces tableaux suggère un certain nombre de remarques :

1/ L'influence de l'ordre des mesures paraît perceptible, la première tout au moins, pour chaque série et pour chaque sens de filtration ;

2/ L'abaissement de la perméabilité pour les faibles gradients semble moins net que pour les essais sur échantillons d'argile pure surtout aux porosités élevées ;

3/ Les perméabilités, comme on pouvait s'y attendre, décroîssent quand la proportion de kaolin vif augmente, et bien entendu lorsque la porosité diminue.

On trouve également sur les tableaux les hauteurs réduites respectives de chaque composant, et on a calculé pour chaque étage de compression la porosité totale P, la porosité du kaolin inerte dans l'éprouvette P_b (pour garder la graphie précédente) et celle du kaolin vif dans l'espace laissé vide par l'autre, P_a.

Opérant alors comme au cours des mélanges avec les billes, nous avons calculé une perméabilité fictive k_a du kaolin vif dans l'éprouvette, par la formule $k_a = k/P_b$, (l'autre étant supposé composé de particules imperméables (ce qui n'est pas absoluement sûr dans l'état où il se trouve, et invérifiable directement)); nous avons toujours reporté sur le même graphe log k,P_a les valeurs obtenues (figure 45).

Il est remarquable que les points représentatifs de la première éprouvette (50/50) soient venus s'aligner très correctement sur la droite représentative de la perméabilité en fonction de la porosité pour l'argile pure, avec des valeurs de porosité bien supérieures à celles de nos essais antérieurs.

Quant au second échantillon (75/25), les points se situent légèrement au-dessus, donc la perméabilité à porosité égale est plus forte que celle de l'argile pure. Enfin, le troisième mélange examiné a conduit à la distribution de points également répartis de part et d'autre. On peut l'interpréter de trois façons :

1/ L'arrangement des particules de kaolin vif dans le mélange peut être très différent puisqu'elles n'ont pas la même liberté de mouve-

ment, et que le squelette plus dur de kaolin mort prend une partie de la contrainte ;

2/ Ce kaolin mort a été considéré comme absolument imperméable quand sa perméabilité propre peut n'être plus négligeable, alors que celle du reste de l'éprouvette est assez faible : elle n'interviendrait donc que pour les fortes teneurs en kaolin intact ;

3/ Enfin, notre kaolin peut n'être pas très homogène, ce qui expliquerait de faibles variations de perméabilité d'un échantillon à l'autre.

Le troisième échantillon (25/75), comme on pouvait s'y attendre, à cause de son squelette de mullite plus important est beaucoup plus poreux, et la porosité de l'argile P_a atteint 0,9, ce qui est inconcevable pour une éprouvette d'argile pure. Cependant, les points obtenus s'alignent parfaitement sur la droite log k, P, malgré l'extrapolation que cela impose.

Ainsi, ces résultats ne font que confirmer ceux obtenus avec les mélanges kaolin-billes de verre, mais cette fois le facteur tortuosité ne joue plus aucun rôle, ce qui s'explique fort bien puisque la microtortuosité subsiste mais la macrotortuosité disparaît, les particules étant de même dimension. On a donc une confirmation indirecte de notre interprétation.

VI.6. CONCLUSION

Cette étude, qui avait pour objet initial la vérification de la proportion de 20 % d'argile qu'il suffirait de donner à un milieu hétérogène pour lui conférer des propriétés argileuses au point de vue hydraulique, nous a mené plus loin que prévu. Nous avons bien constaté qu'à partir de ce seuil le milieu synthétique reste pratiquement stable (quelques petites modifications de géométrie subsistent toutefois) et présente une faible perméabilité comparable à celle des milieux purement argileux.

Surtout, nous avons montré qu'il était théoriquement possible de calculer la perméabilité d'un mélange hétérogène, et à la limite d'un sol ce qui reste à vérifier expérimentalement, connaissant sa porosité d'argile, donc celle des

autres constituants solides, sa porosité, et la perméabilité de la même argile pure. Cela bien entendu à condition que la répartition soit uniforme, ce qui est fréquent dans les milieux naturels, et qu'il n'existe pas de macroporosité (failles, chemins préférentiels) que l'étude théorique ne saurait prendre en compte.

L'analyse du problème nous a conduit à un résultat imprévu, d'intérêt appréciable : à côté des formules donnant la perméabilité des milieux à grains assez gros, comblés d'argile dans les interstices, vient s'inscrire une méthode de calcul de la perméabilité des milieux argileux hétérogènes.

Nous devons cependant attirer l'attention sur le fait que les sols ne sont pas seulement des assemblages de sable et d'argile, et que le rôle des autres composants peut être primordial (sels, matières vivantes ou organiques).

Nous avons aussi eu l'occasion d'étudier, par le biais des mesures de perméabilité dans les mélanges de billes de verre et de d'argile, la migration des particules fines dans les sols. Si ce mouvement n'est pas important dans les sols stabilisés que forment les couches géologiques, il l'est dans les travaux neufs. Remarquant alors que les eaux naturelles ont une teneur en sels bien inférieure à celle qui assurerait la stabilité des argiles, on peut dire que celles-ci ne sont pas naturellement stables, hormis les cas où des apports extérieurs fournissent le ciment nécessaire (fumure par exemple). Les particules sont donc entraînées par le mouvement de l'eau, et se déposent contre les filtres fins (zones limoneuses et argileuses) et en des points localisés. La perméabilité de ces milieux est alors étroitement liée à la formation des canalicules vides. Lorsque la proportion d'argile est inférieure à 20 % dans un sol à deux dimensions de particules, elle aurait tendance à diminuer par migration des particules argileuses sous l'effet des pluies. Au-dessus d'un pourcentage de 20 %, elle est suffisamment stable pour n'être que peu sensible, sous de faibles gradients, aux mouvements de l'eau. Ces remarques s'ajoutent aux travaux sur les mélanges argileux, mais la complexité des phénomènes rend délicate une formulation algébrique que nous n'avons pas tentée.

L'extension de nos résultats aux sols naturels, comportant également des sables et des limons, est plus difficile : la porosité du squelette peut être moindre, entraînant un abaissement de la proportion d'argile nécessaire. Cependant, l'analyse granulométrique et la densité sèche permettent de juger de la stabilité d'un sol à l'eau pure.

La présence des sels dans le sol modifie également le problème, mais le changement ne devient radical que si la concentration saline est importante.

CHAPITRE VII

ESSAIS AVEC AIR PIEGE

La succession naturelle des pluies et des périodes sèches fait que la nappe phréatique, zone du sous-sol saturée en eau, subit des fluctuations de hauteur. Ces remontées maintiennent localement des bulles d'air piégé de dimension variable dont la disparition par ascension naturelle ou par dissolution peut demander du temps. Nous nous proposons d'étudier l'influence de l'air piégé sur la perméabilité des sols argileux.

Une première remarque nous permet de limiter le problème : nous ne considèrerons comme air piégé que celui maintenu en petites quantités, par opposition aux phénomènes d'écoulement en milieu non saturé où les actions de la tension superficielle sont prépondérantes, ou du moins importantes. Ici, les mesures tensiométriques ne donneraient aucune indication alors qu'elles sont de règle en milieu non saturé. Les modes de circulation de l'eau sont aussi différents.

VII.2. PRESENTATION SCHEMATIQUE DU PROBLEME

L'aspect en est multiple : les bulles d'air retenues dans l'argile se présentent d'abord comme des obstacles semblables aux billes de verre, mais cette fois minoritaires dans l'ensemble. Elles ne sont pas le siège de phénomènes d'adsorption ni même de frottement. De toutes façons, cet aspect passerait inaperçu à cause de leur surface insignifiante vis à vis de la surface spécifique du milieu. Leur volume apparaîtra comme un espa-

ce non disponible pour la circulation de l'eau.

Mais ce volume lui-même se présente comme variable, et pour diverses causes. Par exemple, une augmentation de pression, suivant la loi de MARIOTTE, le diminuera. Si les bulles sont petites ou si elles sont fragmentées, elles seront entraînées par le courant et risquent de se trouver accumulées sur la surface de séparation ou même évacuées (perturbant quand elles séjournent dans les conduites la lecture de la charge hydraulique). On réduira cet inconvénient par une circulation per descensum. La dissolution de l'air dans l'eau de percolation est surtout le facteur décisif, encore accru par la pression, lorsqu'il existe une pression porteuse. On a même utilisé cette méthode pour obrenir la saturation des éprouvettes d'argile.

Essayons d'évaluer la variation de perméabilité due à celle de la pression porteuse, en dissociant les effets possibles.

Si nous représentons par V le volume de l'éprouvette, V_s celui de la partie solide, V_a celui de l'air et V_e celui occupé par l'eau, on a :

$$V = V_s + V_a + V_e \qquad \text{(VII.1)}$$

Le milieu n'étant pas strictement saturé, nous sommes amenés à définir de nouveau la porosité totale :

$$P = \frac{V - V_s}{V} \qquad \text{(VII.2)}$$

mais aussi une porosité utile, celle disponible à l'eau :

$$P_u = \frac{V_e}{V} = \frac{V - V_s - V_a}{V} = P - \frac{V_a}{V} \qquad \text{(VII.3)}$$

et enfin, une porosité cinématique qui s'écrit, en revenant à sa définition :

$$\mathcal{P} = \frac{V_e}{V} - a\,\frac{V_s}{V} = P_u - a\,\frac{V_s}{V} \qquad \text{(VII.4)}$$

puisqu'une partie de l'eau proportionnelle au volume solide n'entre pas dans la circulation.

Une modification ΔV_a du volume d'air piégé donne :

$$\Delta P = 0 \qquad \Delta P_u = - \frac{\Delta V_a}{V} \qquad \Delta \mathcal{P} = \Delta P_u = - \frac{\Delta V_a}{V}$$

L'équation de Kozeny modifiée $k = A \frac{\mathcal{P}^3}{(1-P)^2}$ (V.4)

permet d'écrire :

$$\frac{\Delta k}{k} = 3 \frac{\Delta P_u}{\mathcal{P}} = \frac{3 . \Delta P_u}{P_u - a (1-P)} = - 3 \frac{\Delta V_a}{V} . \frac{1}{P_u - a (1-P)} \qquad \text{(VII.5)}$$

La loi de Mariotte $p . V_a = Cte$ nous donne la relation entre la variation de pression et celle du volume d'air piégé si l'on néglige la variation de masse d'air dissous :

$$\Delta V_a = - V_a . \frac{\Delta p}{p}$$

En la reportant dans l'équation précédente (VII.5), il vient :

$$\frac{\Delta k}{k} = 3 \frac{\Delta p}{p} \frac{V_a}{V} \frac{1}{P_u - a (1-P)} \qquad \text{(VII.6)}$$

En supposant les pressions mesurées en bar, avec au départ la pression atmosphérique p = 1, une porosité moyenne P = 0,5, le facteur de rétention a = 0,2 donnant une porosité cinématique $\mathcal{P}$ = 0,4, une évaluation rapide permet d'écrire :

$$\frac{\Delta k}{k} = \frac{3}{0,4} . \frac{V_a}{V} \Delta p = 7,5 \frac{V_a}{V} . \Delta p$$

Nous avons considéré le volume de l'éprouvette comme invariable. Est -ce vraiment la réalité ? Les forces extérieures que l'échantillon subit se réduisent pratiquement à une contrainte de compression (3 bar) transmise par le piston soumis lui-même sur sa face inférieure à la pression de l'eau,

négligeable tant que la pression porteuse est nulle, notable quand elle atteint 0,8 bar. Normalement, une diminution de pression devrait se traduire par un gonflement de l'éprouvette ; or, nous avons toujours constaté l'irréversibilité de la consolidation, h n'augmentant que de quelques centièmes de millimètre lorsque nous supprimons entièrement la surcharge en fin d'essai. Nous pouvons donc considérer l'effet de la surpression sur le mouvement du piston comme nul. Quant à l'éprouvette, son volume n'est pas modifié si la variation du volume de l'air est compensée par celle de l'eau. Par contre, la diminution du volume total est concevable mais peu probable, puisqu'en même temps la contrainte de compression est moindre par augmentation de la sous-pression sur le piston.

On peut d'ailleurs aisément calculer l'effet d'une telle variation du volume total sur la perméabilité. On a par hypothèse :
$\Delta V_a = \Delta V$ et le calcul donne, à partir des équations de définition :

$$\frac{\Delta(1 - P)}{(1 - P)} = - \frac{\Delta V}{V} \qquad \text{et} \qquad \Delta P = (1 - P) \frac{\Delta V}{V}$$

de même : $\dfrac{\Delta P_u}{P_u} = - \dfrac{\Delta V}{V}$ et $\dfrac{\Delta \mathcal{P}}{\mathcal{P}} = - \dfrac{\Delta V}{V}$

et en portant dans l'équation dérivée de (V.4) :

$$\frac{\Delta k}{K} = 3 \frac{\Delta \mathcal{P}}{\mathcal{P}} - 2 \frac{\Delta(1 - P)}{(1 - P)} = (-3 - 2) \frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta V}{V} = 5 \frac{\Delta p}{p} \qquad \text{(VII.8)}$$

L'augmentation relative de perméabilité serait proportionnelle à celle de la pression porteuse et indépendante de la quantité d'air piégé.

Le même calcul est valable dans le cas où la quantité d'air piégé diminue pour toute autre raison. On peut alors écrire :

$$\frac{\Delta k}{k} = - 5 \frac{\Delta V_a}{V} \qquad \text{(VII.9)}$$

La perméabilité augmente proportionnellement à la diminution de teneur en air de l'éprouvette, compte tenu de son affaissement.

Certains auteurs préfèrent exprimer la quantité d'air incluse dans l'éprouvette à partir du degré de saturation en eau des pores, ce qui, avec nos symboles donne :

$$S_e = \frac{V_e}{V - S} \qquad \text{(VII.10)}$$

et peut s'écrire peut être plus simplement pour la porosité avec :

$$P_u = S_e \left(1 - \frac{V_s}{V}\right)$$

et de là : $\mathcal{P} = S_e P - a \frac{V_s}{V}$

Dans ces conditions, l'équation de Kozeny (V.4) devient :

$$k = A \left(S_e P - a \frac{V_s}{V}\right)^3 \cdot \left(\frac{V}{V_s}\right)^2 \qquad \text{(VII.11)}$$

La perméabilité varierait donc approximativement comme le cube du degré de saturation en eau. Et ce serait d'autant plus exact que le facteur de rétention diminuerait, c'est à dire qu'il y aurait moins d'argile. Les vérifications expérimentales (MITCHELL, etc...(55)) montrent que dans l'intervalle de variation θS_e (qui ne peut pratiquement être inférieur à 0,8, l'échantillon ayant tendance à se saturer de lui-même) il est difficile de distinguer si k est proportionnel à θS_e plutôt qu'à son cube.

Il nous reste à examiner le rôle de la pression dans la dissolution de l'air dans l'eau. La loi de HENRY vient alors se superposer à celle de MARIOTTE, et nous permet d'écrire (LOWE et JOHNSON) :

$$p\left[1 - (1 - c)\, S_e\right] = \text{cte} \qquad \text{(VII.12)}$$

où c est le coefficient de solubilité de l'air dans l'eau, $c \simeq 0{,}02$ à 20° C.

Il est facile de rétablir cette formule : sous la pression p l'air piégé occupe le volume V_a, et sous la pression p' supérieure à p, le volume V'_a ; mais une partir de l'air de V_a s'est dissous dans l'eau dont le volume est V'_e . L'air dissous est donc proportionnel à la différence des pressions et à V'_e : $c(p' - p)\ V'_e$.

On a alors en appliquant la loi de Mariotte :

$$p \,.\, V_a = p' \,.\, V'_a + C\ (p' - p)\ V'_e \qquad \text{(VII.13)}$$

Mais le volume de l'air est le volume des pores V.P diminué de celui de l'eau tandis que les volumes d'eau V_e et V'_e sont voisins. D'où :

$$P \,.\, \left[V.P - (1 - c)\ V_e \right] = p' \,.\, \left[V.P - (1 - c)\ V'_e \right] \qquad \text{(VII.14)}$$

La division par V.P nous ramène à l'équation (12).

On suppose donc que l'eau est saturée quand elle est à la pression p, et que la variation de volume d'eau entre les pressions p et p' est minime ; en tout cas, c varie entre 0,018 à 30° et 0,022 à 15°C et l'erreur porterait sur cette fraction de la variation.

On peut exprimer directement le volume d'air par :

$$V_a = \left[\frac{p'}{p' - p} - c \right] \frac{\Delta V_e}{1 - c} - \frac{c}{1 - c} \,.\, V.P$$

ou plus simplement, étant donné la faible valeur de c :

$$V_a = \frac{p'}{p' - p} \,.\, \Delta V_e - c.V.P \qquad \text{(VII.15)}$$

En dérivant (VII.12), on obtient facilement :

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{(1 - c) \,.\, S_e}{1 - (1 - c)\ S_e}$$

ou encore : $$\Delta S_e = \frac{\Delta p}{p} \cdot \frac{1 - (1 - c)\, S_e}{(1 - c)} \qquad \text{(VII.16)}$$

Pour avoir un ordre de grandeur du phénomène, prenons en exemple une éprouvette d'argile de porosité P = 0,5 contenant 5 % d'air, ce qui donne un degré de saturation en eau S_e = 0,9. A 20° C, c = 0,02 et une augmentation de pression porteuse au-dessus de la pression atmosphérique Δp = 0,2 bar, on obtient une variation de saturation :

$$\Delta S_e = \frac{0,2}{1} \cdot \frac{1 - 0,98 \times 0,9}{0,98} = 0,024$$

ou si l'on préfère revenir aux teneurs en air :

$$\frac{\Delta V_a}{V} = \Delta S_e . P = 0,012$$

c'est à dire que la teneur en air va baisser de la valeur initiale 5 % à une valeur finale inférieure à 4 % du seul fait de l'augmentation de la pression porteuse.

Cette théorie, en réalité, n'est pas exactement vérifiée par l'expérience, car la dissolution est moindre que celle prévue. En outre, elle ne respecte pas les conditions expérimentales : en effet, elle laisse supposer que l'eau est saturée d'air au moment de la surpression, et que le nouvel état de saturation est instantanément atteint.

VII.2. PROCEDE EXPERIMENTAL

La difficulté particulière rencontrée lors des essais avec air piégé a été de conserver exclusivement dans l'éprouvette l'air introduit, et de mesurer son volume.

Pour avoir de l'air dans l'éprouvette, il suffit de ne prendre aucune des précautions nécessaires à la confection d'un échantillon saturé, c'est à dire de mettre en place l'argile simplement humide. Cependant, le reste de l'appareil doit être lui entièrement purgé d'air. Pour plus de précautions, nous avons maintenu , la première fois, le kaolin entre deux feuilles de papier filtre et n'avons fait circuler l'eau que per descensum.

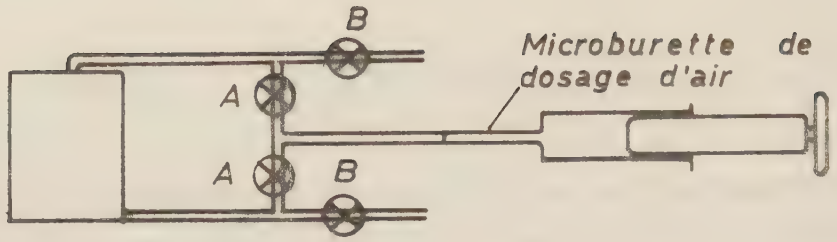


FIG. 46 Mesure de la teneur en air : A ouvert , B fermé
Mesure de perméabilité : A fermé , B ouvert

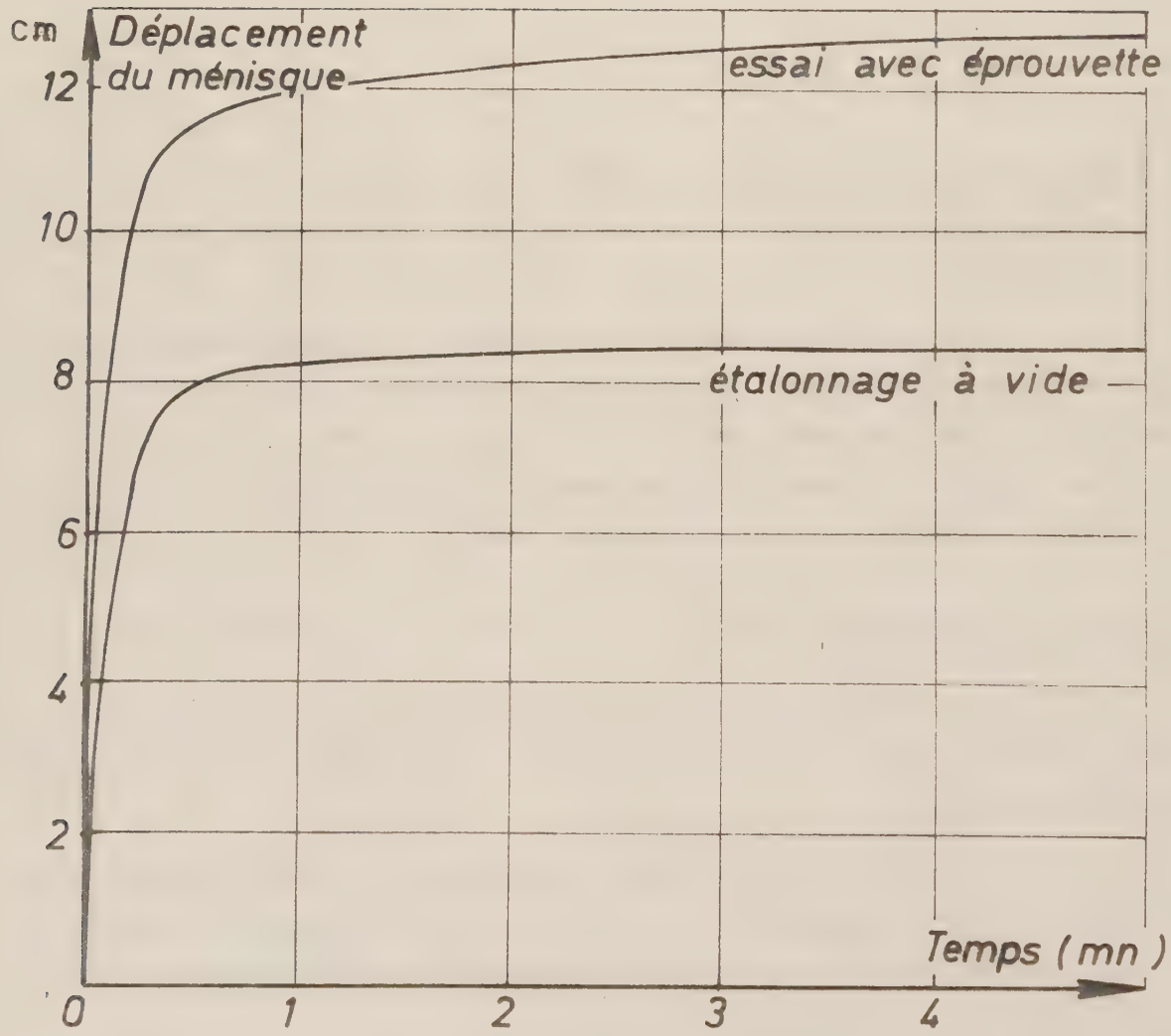


FIG. 47

Nous avons répété plusieurs fois l'opération de purge après avoir mis en place l'éprouvette, sans pour autant avoir la certitude absolue de réussite, l'appareil n'étant pas entièrement transparent.

Pour mesurer la quantité d'air piégé en utilisant la loi de Mariotte, l'appareil a été légèrement modifié : sur les conduits des microburettes, tout près du boîtier, on a placé avec quatre vannes une dérivation pouvant les mettre hors circuit, et court-circuitant le boitier sur une troisième burette (figure 46). Celle-ci permet de mesurer le volume de l'eau injectée dans l'éprouvette avec une surpression égale à la pression atmosphérique. En fait, une partie de ce volume correspond à la dilatation des différentes parties du circuit ; on peut aisément l'évaluer par une mesure préliminaire sans éprouvette : on ôtera cette quantité de celle obtenue dans la mesure avec l'échantillon en place.

La mesure de l'air piégé n'est pas instantanée : le ménisque ne se stabilise dans la burette que lorsque suffisamment d'eau a pu parvenir au centre de l'éprouvette pour donner à l'air la pression désirée ; ceci demande d'autant plus de temps que l'éprouvette est plus épaisse et plus imperméable. De plus, la dissolution dans l'eau d'une partie de l'air de l'éprouvette, sous l'effet de l'augmentation de pression, n'est pas très rapide. C'est pourquoi, nous avons attendu cinq minutes après la mise sous pression pour prendre la mesure définitive (figure 47).

Remarquons enfin que, partout où la pression porteuse intervient, les microburettes doivent être placées symétriquement par rapport à l'échantillon, dans un plan vertical, pour éviter d'avoir à tenir compte de la légère surpression de hauteur de colonne d'eau.

L'application de la pression porteuse s'effectue très simplement en joignant par des canalisations en matière plastique les extrémités ouvertes des microburettes et des tubes piézométriques à un même réservoir d'air sous pression, comme nous l'avons fait pour le kaolin seul. (figure 37)

Il est évident que la réalité n'est pas aussi simple que la description ne le laisse prévoir. Nous avons déjà souligné la difficulté

qu'il y a à obtenir des circuits à la fois étanches à une certaine pression d'air, et cependant facilement démontables pour le remplissage ou la vidange des microburettes. Ce n'est là que l'aspect pratique. Mais que dire de l'air initialement emprisonné dans l'argile ? N'a-t-il pas été retenu par le papier filtre, sous la forme d'une grosse bulle ? Cela modifierait entièrement le problème et c'est pourquoi nous l'avons supprimé pour la deuxième éprouvette. Il a pu aussi s'échapper ou rester bloqué dans un quelconque coude de l'appareil, faussant les mesures de hauteur piézométrique.

Un autre point contestable est celui de la mesure du volume de l'air piégé. Nous avons vu qu'on ne peut distinguer, en utilisant la loi de Mariotte, l'air de l'éprouvette de celui du reste du circuit. Mais à la lumière de ce que nous venons de voir, et en nous référant à la formule VII.12, et à l'exemple que nous avons pris, nous pouvons calculer ce qui se passe à partir de la pression porteuse initiale 1 bar (pression atmosphérique) pour une surpression de un bar. Le degré de saturation en eau varie de $S_e = 0{,}9$ à $S_e = 0{,}96$, donc la teneur en air passe de 5 à 2 %. L'eau que l'on a injectée sert en partie à remplacer l'air dissous, et le reste seulement à compenser la diminution de volume de l'air sous l'effet de la pression. A trois volumes d'eau injectée correspondent non pas six, mais seulement cinq volumes d'air qui existent dans l'éprouvette au début de la mesure.

Dans le cas d'une surpression d'un bar, la formule (VII.12) donne :

$$1 - (1 - c) = S_e = 2\left[1 - (1 - c)\, S'_e\right]$$

et la formule (VII.10)

$$S_e = \frac{V_e}{V - V_s} = \frac{V_e}{V.P} \qquad \text{et} \quad S'_e = \frac{V'_e}{V.P}$$

or $V'_e = V_e + \Delta V_e$, ΔV_e étant l'augmentation du volume de liquide dans l'éprouvette, donc la quantité d'eau injectée. On en déduit :

$$S'_e = S_e + \frac{\Delta V_e}{V.P}$$

et $$S_e = \frac{1}{(1-c)} - \frac{2\,\Delta V_e}{V.P} \qquad (VII.17)$$

La proportion d'air est la différence entre la porosité géométrique P et la porosité utile $P_u = P.S_e$:

$$P - P_u = P\,(1-S_e) \qquad (VII.18)$$

Heureusement, nous avons la possibilité de vérifier les mesures. Lorsque nous évacuons une partie de l'air piégé pour faire des essais à teneur en air inférieure, il se produit un affaissement de l'éprouvette dû exclusivement à la diminution du volume d'air et mesurable avec précision.

Enfin, lorsque tous les essais sont terminés, on pèse l'éprouvette encore humide, puis sèche, ce qui nous permet de calculer la porosité, la teneur en eau, donc la teneur en air à la fin de l'expérience.

On peut alors comparer ces trois estimations de l'air piégé et tenter d'en déduire la bonne.

VII.3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

VII.3.a. DETERMINATION DE LA TENEUR EN AIR

Nous nous proposons de calculer ici par diverses méthodes, les valeurs de la teneur en air d'un échantillon d'où un peu d'air a été retiré après une série de mesures. La burette a une section de 19,15 millimètres carrés. L'étalonnage à vide pour une surpression de un bar a montré un déplacement du ménisque de 8,4 cm.

Pour la première éprouvette (I), nous n'avions pas effectué la pesée de l'éprouvette humide, et cette vérification nous manque. Il y a eu trois valeurs du volume d'air piégé, la première comportant deux contraintes mécaniques différentes. Les résultats sont consignés dans le tableau 24.

Dans un second essai (éprouvette II) plus complet en ce sens, la pesée en fin d'essais a révélé qu'il y avait 74,89 g de kaolin, soit une hauteur réduite h_1 = 0,7118 cm et 35,84 g d'eau, soit h_2 = 0,930 cm.

Détermination de la teneur en air

Eprouvette I

Masse de kaolin : 109,76 g

Etat de teneur en air		1		2	3
Hauteur éprouvette	cm	2,328	2,264	2,244	2,239
Hauteur réd. kaolin (déduite de la pesée à sec)	cm	1,043			
Volume éprouvette	cm3	89,7	87,0	86,3	86,0
Porosité P		0,552	0,539	0,535	0,534
ΔV_e mesurée par compression d'air	cm3	1,45		1,10	0,795
V_a c = 0 c = 0,01 déduite des formules (VII. 14 et 15)	cm3	2,90 2,40	2,90 2,40	2,20 1,74	1,51 1,05
Teneur en air	%	2,67	2,76	2,01	1,22

Tableau 24

Détermination de la teneur en air

Eprouvette II

Masse de kaolin : 74,89 g eau : 35,84 g

Série		1	2	Différence (1 - 2)
Hauteur éprouvette	cm	1,7005	1,671	0,0295
Volume	cm3	65,42	64,3	1,12
Hauteur réduite du kaolin	cm	0,7118	0,7118	
Hauteur réduite d'eau	cm		0,930	
Hauteur réduite d'air	cm		0,0292	
Volume d'air final	cm3		1,12	
Teneur en air	%		1,75	
Volume d'air initial (volume d'air final + écrasement)	cm3	2,24		
Teneur en air initiale	%	3,4		
Calcul par la loi de Mariotte				
Déplacement seringue l_o	cm	16,8 - 8,4 = 8,4	14,4 - 8,4 = 6	
Volume d'eau injecté	cm3	1,605	1,15	
Volume d'air	cm3	3,21	2,30	0,91
Teneur en air	%	4,9	3,7	
Calcul tenant compte de la solubilité de l'air c = 0,02 (VII.14 et 15)				
Porosité P		0,581	0,574	
ΔV_e	cm3	1,605	1,15	
Saturation en eau S_e		0,936	0,958	
Proportion d'air	%	3,75	2,43	
Volume d'air	cm3	2,45	1,56	0,89

Tableau 25

Nous avons groupé dans le tableau 25, les teneurs en air données par les différentes méthodes, et mis en relief dans la dernière colonne les écarts intéressants entre les caractéristiques des séries 1 et 2. De plus, son examen nous permet un certain nombre de remarques : tout d'abord que par des voies différentes nous sommes parvenus à des valeurs somme toute assez proches ; ensuite, que la loi de Mariotte est probablement insuffisante dans ce cas. Un retour sur les conditions de la mesure du volume d'eau nous amène à penser qu'il est peut être surestimé : l'échantillon est certainement recouvert d'une couche d'eau en surface comptée comme se trouvant à l'intérieur, et de ce fait le volume d'air a été sous-évaluée. Par contre, la température au moment des essais était de l'ordre de 12°, et la solubilité de l'air dans l'eau certainement plus faible que celle adoptée, d'où une légère sous-estimation dans les derniers résultats.

L'application de la loi de Mariotte conduit à des valeurs supérieures et il ne nous est pas possible de trancher entre les diverses solution, le volume d'air correspondant à l'écrasement de l'éprouvette étant sensiblement égal. Devant de telles hésitations et pour tenir compte de la température, on prendra par la suite une valeur de c = 0,01 ce qui donne des volumes d'air de 2,82 et 1,93 cm3 et des pourcentages de 4,3 et 2,95 % d'air dans l'éprouvette.

VII.3.b. ESSAIS DE PERMEABILITE

Notre but étant de comparer le comportement du kaolin saturé avec celui contenant de l'air piégé, nos essais ont porté à la fois sur les variations en fonction du gradient hydraulique de la pression porteuse, et naturellement de la proportion d'air.

Les mesures sont ici plus délicates encore qu'en milieu saturé. A la difficulté du dosage de l'air s'ajoute celle de sa circulation possible : comme pour le kaolin passé au four, et pour les mélanges de billes et d'argile, il est fort possible que l'air soit entraîné par le courant. Nous ne savons rien des dimensions réelles des bulles, mais elles doivent être de très petit diamètre ; les compressions pour mesurer la teneur en air ont provoqué la dissolution, puis la libération de cet air, probablement en des points différents.

Du point de vue expérimental, tout cela s'est traduit par une bien plus grande dispersion des mesures et une moins bonne reproductivité : deux mesures successives ne donnent pas le même résultat, et l'écart est bien supérieur à celui qu'on obtient sur kaolin pur, ceci avec le même appareillage dans les deux cas.

La variation de la perméabilité avec le gradient hydraulique enregistrée sur le kaolin demeure lorsqu'un peu d'air a été piégé, mais le phénomène est moins net du fait des variations relativement importantes dues à la présence de l'air. Les deux microburettes donnent des indications de débit présentant des différences plus fortes et irrégulières ; compte tenu des variations de hauteur piézométrique, c'est l'indice de modifications géométriques dans l'éprouvette. Peut être un mouvement uniforme est-il plus lent à s'établir ?

L'échantillon n'ayant pas été constitué de façon identique, (puisqu'avec moins d'eau), la différence de perméabilité due à la présence de l'air n'est pas immédiatement chiffrable. Cependant, la pâte utilisée pour les essais avec pression porteuse (tableau 11) a été faite avec le même matériau et consolidée sous la même pression. On a obtenu pour 2,76 % d'air, les résultats bruts suivants :

Eprouvette I - Série 1

Hauteur de l'éprouvette : h = 2,281 cm

H	cm	60	30	10	5
J		25	13	4,5	2
k	10^{-4} μ^2	1,835	1,769	1,722	1,428

Hauteur de l'éprouvette : h = 2,2645 cm

H	cm	50	70	30	5	10	180
J		22	30	13	2,2	4,5	80
k	10^{-4} μ^2	1,882	1,854	1,815	1,604	1,685	1,867

Tableau 26

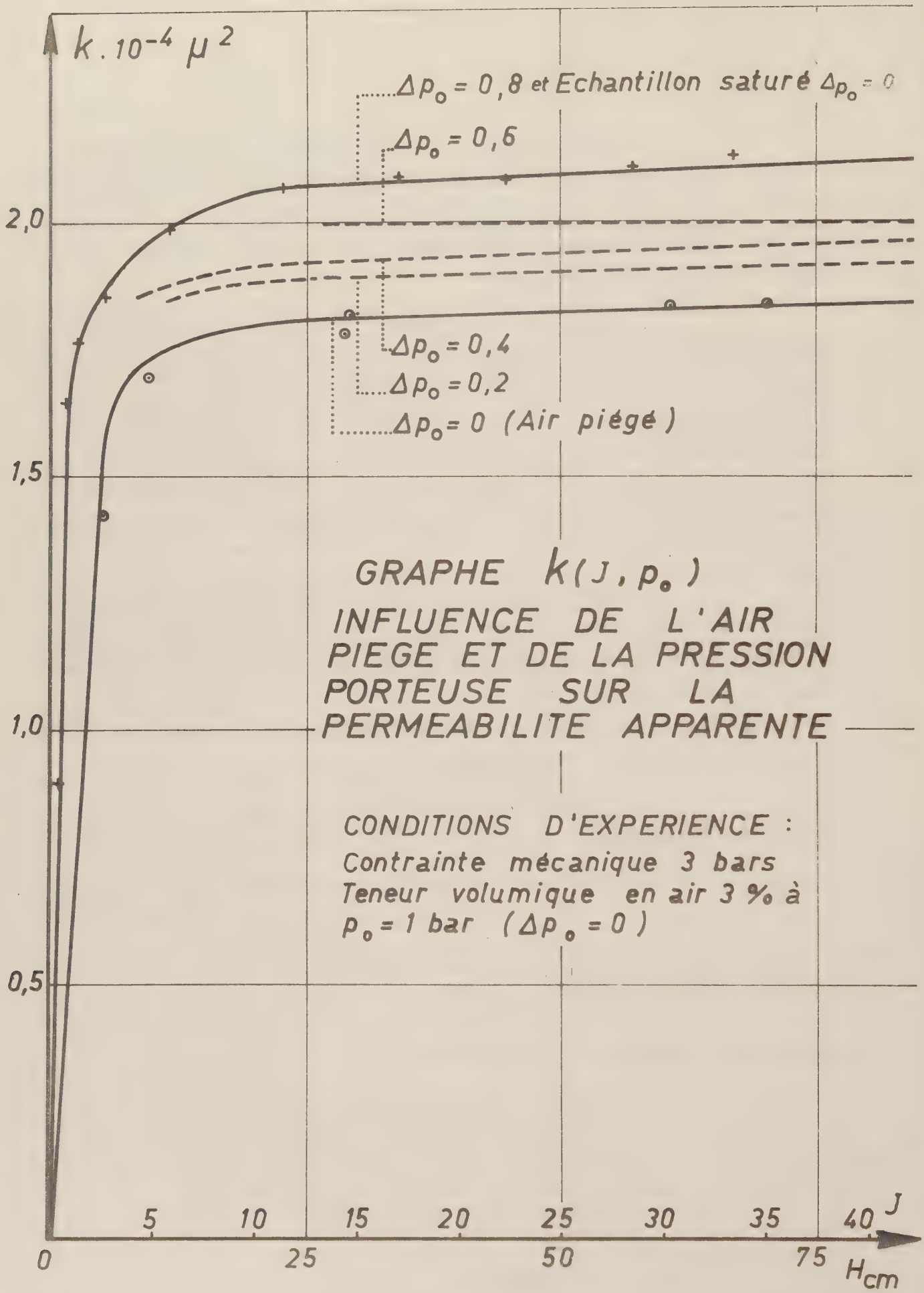

k . 10⁻⁴ μ²
Δp₀ = 0,8 et Echantillon saturé Δp₀ = 0
Δp₀ = 0,6
Δp₀ = 0,4
Δp₀ = 0,2
Δp₀ = 0 (Air piégé)
2,0
1,5
1,0
0,5
GRAPHE k(J, p₀)
INFLUENCE DE L'AIR PIEGE ET DE LA PRESSION PORTEUSE SUR LA PERMEABILITE APPARENTE
CONDITIONS D'EXPERIENCE :
Contrainte mécanique 3 bars
Teneur volumique en air 3 % à p₀ = 1 bar (Δp₀ = 0)
5 10 15 20 25 30 35 40 J
0 25 50 75 Hcm

FIG. 48

On constate donc une légère diminution, mais rien ne prouve que l'air piégé en soit la seule cause. Pour faciliter la comparaison, nous avons reporté sur un graphe unique k(J) les perméabilités correspondant à l'argile homogène, à celle avec air piégé sans pression porteuse, et également avec les diverses pressions porteuses essayées. On notera la dispersion des points représentatifs (figure 48).

Pour étudier la variation de perméabilité avec la pression porteuse, nous avons tenté de tracer les graphes k(J) pour chacune. Il nous a fallu cependant réduire le nombre de mesures pour éviter un entraînement excessif de l'air, ou sa dissolution ; nous en avons relevées cent cinquante pour les deux éprouvettes, dont une partie inutilisable du fait du changement de porosité en cours de série. Nous les avons reportées dans le tableau 27. Le tracé des graphes devenait trop aléatoire pour une vérification des formules proposées.

Aussi, nous avons simplifié le problème en ne retenant comme représentative que la moyenne des résultats afférents à une pression porteuse donnée, abstraction faite du gradient hydraulique, ce qui revient à supposer la loi de Darcy exacte. Nous avons éliminé les valeurs correspondant aux faibles gradients pour plusieurs raisons :

- la loi de Darcy est alors mal vérifiée,
- l'erreur relative y est la plus grande,
- l'étanchéité devient moins bonne pour les pression porteuses élevées, et les mesures très longues deviennent impossibles ; en effet, la pression diminue au cours de l'essai, et la dilatation des bulles d'air qui s'ensuit est à l'origine d'un nouveau débit devant s'ajouter algébriquement à celui qu'on désire mesurer.

Pour compenser la variation avec le gradient hydraulique, nous avons pris un nombre égal de mesures pour chaque moyenne avec une répartition équitable des gradients retenus.

VII.4. EXAMEN DES RESULTATS

Il faut maintenant comparer les résultats aux formules théoriques obtenues. Pour éviter l'accumulation des calculs, un certain nombre d'hypothèses seront admises à priori. Par exemple, pour la teneur en air, le tableau 24 nous donne trois évaluations différentes. Le fait de choisir la dernière, mais avec c = 0,01 aura une influence par la suite, d'autant plus qu'il n'y a pas de proportionnalité.

Essais avec air piégé et pression porteuse

Perméabilités en 10^{-4} μ^2

Eprouvette I
Série 1

Pression porteuse (bar)		0		0,2		0,4			0,6		0,8
Charge H = (cm)	80			1,86	1,94		2,20				2,11
	70	1,83	1,85			2,01		1,97	2,07	2,00	
	60	1,83		1,80	1,90		2,08				
	50		1,88			1,88		1,93	2,10	2,01	2,12
	40			1,77	1,92		2,097				
	30	1,77	1,82			1,923		1,89	1,81	1,91	2,11
	20			1,81	1,94						
	10	1,72	1,87	1,40	1,87	1,84		1,89	1,74	1,72	1,94
	5	1,43	1,60								
Ordre des mesures		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10

Tableau 27 (1)

Série 2

Pression porteuse (bar)		0				0,2		0,4		0,6	
Charge H = (cm)	80	2,126	2,006								
	70	2,066	2,025	2,138	2,078	1,976	2,036	2,001	2,138	2,093	2,091
	50	2,029	1,930	2,093	1,996	1,957	1,971	1,975	2,070	1,963	2,112
	30	2,003	2,011	2,099	2,071	1,916	1,887	1,991	2,072	1,920	2,085
	10	2,041			1,997	1,878	1,900	1,853	1,978	2,007	1,988
	5	1,737		2,130		1,734					
Ordre des mesures		1	5	6	7	2	8	3	9	4	10

Tableau 27 (2)

Série 3

Pression porteuse (bar)		0		0,6	
Charge H = (cm)	80		2,016		2,267
	70	2,212		2,238	
	60		2,400		2,175
	50	2,238		2,187	
	40		2,027		2,065
	30	2,127		2,056	
	20		1,908		1,884
	10	2,238		2,118	
Ordre des mesures		1	4	2	3

Tableau 27 (3)

Eprouvette II

Série 1

Pression porteuse (bar)		0		0,2	0,4	0,6
Charge H = (cm)	80	2,044		1,972	2,001	2,124
	70	2,002				
	60			2,081	2,175	
	50	1,907	1,853	1,946	2,115	2,110
	40		1,879	1,981	2,140	2,084
	30	1,953		1,936	2,060	2,104
	20		1,751	1,835	1,962	2,024
	10	1,952		1,881	1,998	1,951
Ordre des mesures		1	5	4	3	2

Tableau 27 (4)

Série 2

Pression porteuse (bar)		0	0,2	0,4	0,6
	80	1,994	2,161	2,214	2,229
	60	2,068	2,133	2,194	2,186
	50	2,007	2,102	2,160	2,206
	40	1,951	2,097	2,163	2,229
	30	2,048	2,072	2,216	2,169
	20	1,964	2,076	2,132	2,163
	10	1,862	2,038	2,044	2,111
Ordre des mesures		1	4	3	2

Tableau 27 (5)

Nous avons groupé dans le tableau 28, l'ensemble des résultats par leur moyenne, quelques données utiles au calcul de la variation de perméabilité, et aussi leurs résultats pour les comparer.

Pour la variation de perméabilité en fonction de la pression porteuse, nous disposons des formules établies plus haut :

$$\frac{\Delta k}{K} = 3 \frac{\Delta P_u}{\mathcal{P}} \qquad \text{(VII.5)}$$

où la valeur de ΔP_u se fait suivant la loi de Mariotte, ce qui revient à prendre la formule (VII.6) ; ou bien en tirant $\Delta P_u = \frac{\Delta V_e}{V}$ de (VII.15) ce qui donne :

$$\Delta P_u = \frac{\Delta V_e}{V} = \frac{p - p'}{p'} \left(\frac{V_a}{V} - c.P \right) \qquad \text{(VII.19)}$$

Nous prendrons comme d'habitude pour le calcul de $\mathcal{P}$ $a = 0,2$

L'examen du tableau 28 présente beaucoup d'intérêt. On constate d'abord une valeur réellement anormale de la perméabilité moyenne dans la deuxième série : alors que dans toutes les autres k croît avec la pression porteuse, ici la perméabilité est la plus forte en l'absence de pression porteuse. En se reportant au tableau 27, on voit que les nombreuses répétitions des essais ont donné des résultats semblables ; mais dans ce même tableau, on relève des écarts de 5 % entre les moyennes de deux groupes successifs, ce qui ne peut, semble-t-il, s'expliquer que par un changement de la géométrie de l'éprouvette. C'est pourquoi on peut se demander s'il n'est pas vain de rechercher une grande précision dans les mesures lorsque l'échantillon n'est pas assez stable.

Les variations de la perméabilité moyenne ont d'abord été comparées à celles calculées d'après la loi de Mariotte seulement (VII.6), puis ensuite à celles faisant intervenir la dissolution de l'air dans l'eau (VII.19). Grosso modo, on constate une meilleure coïncidence avec cette dernière formule, quoique les valeurs calculées soient parfois très éloignées des valeurs expérimentales.

Variation de la perméabilité avec la pression porteuse

Pression porteuse (bar)		0	0,2	0,4	0,6	0,8
Eprouvette I. Série 1 Porosité P = 0,539 Teneur en air : 2,76 % Porosité utile P_u = 0,511 Porosité cinématique $\mathcal{P}$ = 0,419						
Perméabilité moyenne k en 10^{-4} μ^2		1,854	1,865	1,914	1,920	2,085
Variation $\frac{\Delta k}{k}$	tirée des mesures	0	0,005	0,03	0,033	0,065
	Calculée par (VII.6) Loi de Mariotte	0	0,04	0,08	0,12	0,16
	Calculée par $3\Delta P_u/\mathcal{P}$	0	0,027	0,045	0,06	0,08
Série 2 P = 0,535 % d'air = 2,01 P_u = 0,515 $\mathcal{P}$ = 0,422						
Perméabilité moyenne k en 10^{-4} μ^2		2,042	1,943	2,009	2,032	
Variation $\frac{\Delta k}{k}$	tirée des mesures		0	0,033	0,046	
	calculée par (VII.6)		0	0,03	0,07	
	calculée par 3 $\Delta P_u/\mathcal{P}$	0	0,018	0,03	0,04	
Série 3 P = 0,543 % d'air : 1,22 P_u = 0,552 $\mathcal{P}$ = 0,429						
Perméabilité moyenne k en 10^{-4} μ^2		2,118			2,124	
	tirée des mesures	0			0,003	
	calculée par (VII.6)	0			0,05	
	calculée par $3\Delta P_u/\mathcal{P}$	0			0,018	

Pression porteuse (bar)		0	0,2	0,4	0,6
Eprouvette II. Série 1 Porosité P = 0,581 Porosité utile P_u = 0,538 Teneur en air : 4, 3 % Porosité cinématique : $\mathcal{P}$ = 0,454					
Perméabilité moyenne k en 10^{-4} μ^2		1,918	1,959	2,075	2,105
Variation $\frac{\Delta k}{k}$	tirée des mesures	0	0,02	0,08	0,10
	calculée par (VII.6)	0	0,056	0,11	0,17
	calculée par 3 $\Delta P_u / \mathcal{P}$	0	0,042	0,069	0,075
Série 2 P = 0,574 % d'air : 2,95 P_u = 0,544 = 0,459					
Perméabilité moyenne k en 10^{-4} μ^2		2,005	2,107	2,180	2,197
Variation $\frac{\Delta k}{k}$	tirée des mesures	0	0,05	0,085	0,093
	calculée par (VII.6)	0	0,035	0,077	0,115
	calculée par 3 $\Delta P_u / \mathcal{P}$	0	0,027	0,045	0,060

Tableau 28

Verticalement, si l'on peut dire, la formule (VII.9) :

$\frac{\Delta k}{k} = -5 \frac{\Delta V_a}{V}$ permet l'étude de la variation de la perméabilité avec la teneur en air. Elle donne le tableau suivant :

Variation de la perméabilité avec la teneur en air

Eprouvette I Pression porteuse nulle

Teneur en air	%	2,76	2,01	1,22
Perméabilité mesurée	10^{-4} μ^2	1,854	2,042	2,118
Variation calculée de perméabilité ΔK	10^{-4} μ^2	0	0,075	0,150
Perméabilité résultante k'	10^{-4} μ^2	1,854	1,930	2,004

Eprouvette II

Teneur en air	%	4,3	2,95	
Perméabilité mesurée	10^{-4} μ^2	1,918	2,005	
Variation calculée de la perméabilité ΔK	10^{-4} μ^2	0	0,130	
Perméabilité résultante k'	10^{-4} μ^2	1,918	2,048	

On voit que les écarts sont inférieurs à 5 % ce qui, avec nos conditions expérimentales, ne représente pas un si mauvais résultat.

Remarquons aussi que l'adoption de la valeur calculée 1,930 au lieu de 2,042 donnerait une bonne concordance dans le tableau 28 pour la série 2 de I.

VII.5 CONCLUSIONS

De ces séries de mesures succédant à celles faites sous pression porteuse sur du kaolin saturé, on ne peut tirer en réalité que des conclusions qualitatives sur le phénomène. Nous avons souligné sa complexité et la difficulté de l'étude expérimentale. A la lumière de ces résultats, des questions se posent encore : doit-on prendre de l'eau aérée ou désaérée pour ces mesures ? Doit-on, dans ce second cas, tenir compte du déficit initial en air ? Les estimations des quantités d'air piégé sont très différentes suivant le procédé employé, allant du simple au double, et aucun n'est entièrement digne de confiance : il n'est pas certain :

1/ que l'affaissement de l'éprouvette soit entièrement dû au retrait de l'air,

2/ que tout l'air soit piégé dans l'échantillon seulement,

3/ que l'air dissous durant la compression soit ensuite restitué au même point. Tout cela perturbe à la fois les mesures et leur interprétation.

Cependant, notre étude théorique et celles qui lui ont servi de base, ont montré un certain nombre de points intéressants. Si nous n'avons pu avoir la confirmation absolue de la qualité des formules utilisées, l'écart des valeurs calculées à celles mesurées est de l'ordre de grandeur des erreurs expérimentales, importantes ici. Nous avons bien la certitude de la croissance de la perméabilité lorsque diminue la teneur en air, ou ce qui revient au même lorsque le volume d'air diminue sous l'effet d'une pression porteuse. Il semble également que la loi de Mariotte ne suffise pas dans l'explication de l'augmentation de perméabilité : la dissolution de l'air joue aussi un rôle, sans atteindre peut être la valeur prévue.

Le déplacement de l'air per descensum dans les sols trouve ici une explication de plus : on l'attribue généralement à l'effet de piston des précipitations orageuses, repoussant l'air devant elles en rejoignant la nappe phréatique. Mais on peut lui ajouter l'effet de l'augmentation due à la nappe suspendue qui, toute faible qu'elle soit, est importante par son étendue et sa durée.

Notre attention a été aussi attirée sur la méthode de saturation d'un échantillon d'argile par mise sous pression porteuse. A condition d'être progressive, elle nous paraît préférable au vide, car elle bouleverse moins l'éprouvette au moment de la réhumectation. Mais il faut que le balayage dure assez longtemps pour changer totalement l'eau.

Notre problème était relatif aux faibles teneurs en air. Il se transforme dès qu'on atteint des proportions plus importantes, pour se rapporter à celui des écoulements en milieu non saturé.

CHAPITRE VIII

SYNTHESE DES RESULTATS OBTENUS

Il nous est maintenant possible d'avoir une vue d'ensemble du problème que nous étions proposé d'examiner. Après un essai de vérification des diverses théories relatives à l'application de la loi de Darcy dans les argiles homogènes, nous avons créé des hétérogénéités compatibles avec la dimension de nos éprouvettes : billes de verre, kaolin passé au four pour lui ôter ses propriétés électrochimiques de surface, enfin une faible proportion d'air.

Après de nombreuses années de travail, il est décevant d'arriver au bout d'une étude avec l'impression de n'avoir pas fait avancer notablement la connaissance du sujet, pas même sur le kaolin. Mais il faut reconnaître que l'hydraulique souterraine est une matière de nature très particulière et que pour la perméabilité de l'argile la complexité du phénomène n'ad'égale que la difficulté de l'interprétation. Car en fait, l'expérimentation est toujours possible : n'importe qui peut manipuler un appareil de physique et faire des "mesures" ; encore faut-il qu'elles aient

un sens, que la relation de cause à effet soit bien celle cherchée, et que des facteurs parasites ne viennent pas troubler ou même cacher le principal.

En physique, la méthode classique est de décomposer la difficulté, de ne faire varier chaque fois qu'un ou deux paramètres. Mais il faut alors que les essais ne soient pas destructifs, ou qu'on puisse confectionner des échantillons exactement comparables, qu'aucune rémanence, aucune différence n'intervienne entre deux expériences successives. A la rigueur, l'identité absolue n'est pas nécessaire : par exemple, entre deux mesures de compressibilité d'un gaz, les atomes ont changé de place, sont distribués autrement, mais statistiquement l'échantillon reste le même et les résultats sont semblables si la température reste constante. Par contre, le simple pliage d'une feuille de métal est un phénomène irréversible. Pour les matériaux pulvérulents, toutes les difficultés s'ajoutent : aucune des conditions de validité n'est remplie. Prenons les particules sphériques : leur répartition ne peut être considérée comme aléatoire que si l'éprouvette est assez volumineuse. Pour entrer dans le domaine de la statistique, il faut que les essais soient nombreux.

Dans le courant liquide, des particules solides se déplacent et leur mouvement est irréversible, c'est à dire qu'en inversant le flux elles ne reviendront pas à leur place primitive. Il y a donc modification continuelle de l'éprouvette. Dans un essai aussi simple que la mesure de la perméabilité, les possibilités d'erreur s'accumulent : un échantillon de 50 à 100 cm3, c'est peu par comparaison avec les volumes concernés par le moindre écoulement souterrain ; une épaisseur de un à deux centimètres donne aux conditions de contact avec les extrémités poreuses une grande importance, sans même parler des écoulements pariétaux. L'étendue de la granulométrie rend possible un mouvement invisible des particules en modifiant la géométrie. Que dire des appareils de mesure quand il s'agit d'évaluer d'aussi faibles débits ? Si encore le matériau était inerte ! Bien au contraire, il est doué d'une capacité d'adsorption remarquable, et même son équilibre chimique n'est pas très assuré : les ions ont tendance à passer facilement de l'argile au liquide, et vice-versa. Pour couronner le tout, la durée des expériences en rend la répétition prohibitive ; si divers artifices permettent

de diminuer le temps de mesure, il n'est pas possible d'accélérer la consolidation de l'éprouvette, indispensable si on veut que l'homogénéité de sa géométrie soit respectée. On peut utiliser des batteries d'appareils, fonctionnant simultanément, mais y-a-t-il pour une même argile deux échantillons semblables ? Et les différences éventuelles, à quoi les attribuer ? On voit donc se dessiner ici les limites de notre connaissance, chaque condition de validité étant presque systématiquement contredite par les circonstances expérimentales.

Néanmoins, les essais de laboratoire, par conséquent de dimensions réduites, sont absolument nécessaires car ils permettent seuls d'attaquer le problème avec quelques chances de succès. En effet, l'hétérogénéité des sols complique davantage l'analyse ; les expériences in situ généralement sont longues et se font en plein air, avec les aléas que cela comporte, tels que les variations de température, pluies...Elles permettent l'étude de situations figées car on ne peut aisément modifier les paramètres. Entre deux maux, nous avons choisi le moindre.

Dans la mise au point que nous avons abondamment citée, Kutilek affirme que le dernier mot n'est pas encore dit sur la perméabilité des argiles, dans les laboratoires de recherche. Nous sommes entièrement de cet avis.

VIII.1. POINT SUR L'ETAT ACTUEL DES TRAVAUX

Revenant sur l'ensemble des travaux actuellement connus sur ce sujet, le fait le plus surprenant est le large éventail des perméabilités obtenues avec des porosités de même ordre sur un matériau tel que la kaolinite. Celles que nous avons mesurées sont pourtant courantes. Il est possible que la méthode de préparation joue un rôle ; pourtant sur nos échantillons avec air piégé, confectionnés de façon entièrement différente, nous avons trouvé des valeurs proches, ce qui prouve une influence limitée. Sans mettre en doute les travaux antérieurs, d'autres facteurs que l'eau de gâchage interviennent peut être dans ce cas, probablement l'état de dispersion de l'argile.

A côté de cela, nous pouvons dresser rapidement un bilan des résultats qui semblent acquis. Nous placerons en premier lieu la certitude que pour le kaolin, même pour les gradients très faibles et des perméabilités correspondant à des canalicules très petits, il n'y a pas de seuil de gradient, du moins pas aux valeurs indiquées par ceux qui l'ont signalé, puisque nous avons eu des débits sous des gradients inférieurs à l'unité.

Il nous paraît aussi démontré que la loi de Darcy n'est tout de même pas vérifiée et que les écarts sont très importants pour les faibles gradients. A la limite, il semblerait même que la perméabilité tende vers zéro pour un gradient nul : c'est bien entendu invérifiable.

Pour exprimer la loi de variation de la perméabilité en fonction de la porosité et du gradient hydraulique, l'hypothèse adoptée a été celle du facteur de rétention, c'est à dire d'une couche d'eau adsorbée immobilisée (ou pseudo-cristalline), fixée uniformément sur toute la surface du kaolin, telle que la déterminent les méthodes classiques de mesure de la surface spécifique. L'étude de ce facteur de rétention nous a conduit à évaluer ses variations non pas par une, mais par deux formules ayant pratiquement comme limite commune de zone d'application le gradient dix. Rapprochant cette remarque de la théorie de la double couche, on peut dire qu'au dessous de ce gradient limite (qui n'est pas un seuil) l'eau adsorbée est en couche plus épaisse, avec des lois de variation d'épaisseur en fonction de la vitesse moyenne de l'eau ou du nombre de Reynolds différentes de celles qui s'appliquent aux gradients supérieurs. La continuité de la variation peut être attribuée aussi bien à la dispersion des dimensions des canalicules qu'au fait que ce qui varie n'est pas l'épaisseur d'une couche d'eau adsorbée, que certains récusent, mais la viscosité de l'eau au voisinage des parois solides. Les tentatives de formulation basées sur les éventuelles propriétés rhéologiques, continues ou non, de l'eau adsorbée n'ont pas donné à notre connaissance d'expression facilement utilisable ; celle que nous proposons comblerait la lacune.

N'étaient les valeurs dix ou cent fois plus grandes données par d'autres expérimentateurs, nous aurions certainement pensé que la formule présentée était valable pour tous les kaolins. Ce n'est pas le cas, mais nous avons montré qu'il suffit de quelques mesures pour déterminer les constantes

utiles à son application dont l'emploi n'est pas bien compliqué sous sa forme simplifiée.

L'étude du kaolin passé au four démontre bien que les propriétés très particulières des argiles ne sont pas dues uniquement aux dimensions des particules mais plutôt à leurs propriétés de surface qui les séparent du reste des éléments du sol (sauf les colloïdes non argileux, très rares).

Compte tenu de sa porosité propre, l'argile doit être en proportion assez grande pour combler les vides laissés par les autres éléments, si l'on veut que ce sol ait du point de vue hydraulique, des propriétés argileuses. La stabilité des argiles est excellente lorsque la porosité est faible ; mais elle peut aussi subsister pour des valeurs élevées quand les eaux de filtration ou le sol lui-même sont salés. Cependant, le eaux naturelles ne le sont pas suffisamment, et les massifs argileux stables très poreux peuvent être désagrégés par la filtration d'eaux douces: c'est un phénomène bien connu des techniciens de l'irrigation qui apparaît dans nos essais. On constate alors une accumulation de l'argile dans lez zones où son évasion n'est plus possible.

La comparaison des perméabilités propres du kaolin naturel dans les mélanges avec des billes de verre ou de la mullite nous a permis d'avancer une méthode de détermination de la perméabilité d'un milieu suffisamment riche en argile. Elle ne demande que la connaissance de la perméabilité de l'argile qu'il contient et celle de données de l'analyse physique du sol : porosité, teneur en argile.

Par contre, si la teneur en argile est à la limite de celles qui assurent la stabilité, le squelette provoque une tortuosité des lignes de courant. On peut alors la mesurer par des procédés hydrauliques, plus rigoureux que les méthodes électriques, en comparant les valeurs de perméabilité obtenues à celles que donnerait la stricte application de notre méthode.

L'influence de l'air piégé dans l'argile est de mesure difficile : on retrouve ici aussi ce phénomène de mobilité qui n'affecte plus l'argile -comme dans le cas précédent- mais l'air qui joue le même rôle que les billes. L'application des lois de la physique permet de prévoir les variations de la perméabilité d'un tel milieu, en connaissant le volume de l'air piégé et en tenant compte de sa compressibilité et de sa solubilité dans l'eau en fonction de la pression. Mais l'étude théorique donne parfois des résultats

éloignés des valeurs expérimentales : la mobilité de l'air dissous et regazéïfié modifie par ses déplacements la géométrie du milieu avec des répercussions sur la perméabilité d'autant plus importantes que le temps de filtration, le débit et les variations de pression augmentent. Il serait vain dans ce cas, de tabler sur les seules formules de calcul.

VIII.2. CONSEQUENCES

Que l'argile ait une perméabilité extrêmement faible, personne n'en doute; les géologues la considèrent même comme imperméable. Mais entre la faible perméabilité et l'imperméabilité parfaite, telle que la provoquerait un seuil de gradient, la différence est plus grande qu'il ne paraît. En effet, à l'échelle des nappes souterraines, dont la surface se mesure en centaines de kilomètres carrés, où les temps de parcours sont énormes (combien de temps met une goutte de pluie tombée sur l'Atlas Marocain pour atteindre le Sud Tunisien en empruntant la nappe Albienne ?), les écoulements de filtration n'y sont plus négligeables. Il nous faut cependant revenir sur les conditions expérimentales pour en préciser les limites : nous avons considéré un écoulement en milieu saturé débitant vers un drain saturé lui aussi. Dès que nous éloignons de cette configuration, la perméabilité va décroître : en milieu non saturé, parce qu'elle n'offre à l'eau qu'une porosité utile moindre ; vers un drain non saturé, parce que se produiront à la surface de séparation des phénomènes dus à la tension superficielle, réduisant la charge hydraulique d'une hauteur égale à la hauteur capillaire, très grande pour les argiles. L'importance des drains de sable pour l'utilisation de l'eau des argiles a été signalée. Mais il faudrait souligner que ces drains fonctionneront d'autant mieux qu'ils seront saturés, ainsi que l'argile. On se gardera donc de désamorcer les drains en ne pompant qu'un débit égal à celui de la nappe. La saturation de l'argile se fera simplement en augmentant la pression hydraulique, ce qui dissout l'air. On en déduit également les conséquences d'une exploitation excessive inconsidérée d'une nappe alimentée à travers les argiles puisque la désaturation des sols en diminue encore la perméabilité : à l'échelle humaine des temps, les phénomènes paraissent irréversibles.

Il n'est pas dans nos intentions de supputer toutes les incidences possibles des déviations à la loi de Darcy qui sont loin d'être négligeables aux faibles gradients. Les conséquences devraient être sensibles en principe dans tous les cas où intervient la perméabilité, et en réalité dans ceux où de faibles gradients seulement sont en jeu. Nous ne nous attacherons qu'à deux sortes de problèmes présentant des risques d'erreur grave :

1/ Lorsque les mesures de la perméabilité se font sous un fort gradient alors que dans l'application les gradients peuvent devenir inférieurs à l'unité, ou vice-versa ;

2/ Lorsque la perméabilité est supposée constante alors que les gradients varient considérablement d'un point à un autre du milieu pourtant homogène.

Dans les problèmes d'hydraulique agricole, concernant surtout l'irrigation et le drainage, les essais de perméabilité se font traditionnellement sous faible gradient, ou in situ. Il serait donc dangereux d'extrapoler les résultats obtenus au calcul des noyaux de barrages en terre, par exemple, ou aux pertes d'eau par infiltration au fond d'un réservoir non revêtu.

Le cas inverse est plus fréquent ; la mesure de perméabilité dans les laboratoires de travaux publics se fait sur des oedomètres où le gradient hydraulique est variable (la charge décroissant de 60 cm à 10 cm pour un échantillon de un à deux centimètres d'épaisseur, afin de maintenir l'essai dans des limites de temps acceptables),

Les écarts normaux d'une éprouvette à l'autre, confectionnées avec un même matériau mais toujours imparfaites, sont importants : ce sont des erreurs accidentelles. Il s'en ajoutera une autre, systématique, bien plus importante, lorsqu'il s'agira de calculer les fuites à travers des massifs épais. Mais ce n'est pas grave car l'erreur augmente la sécurité.

Au contraire, dans le problème de la consolidation des sols signalé rapidement en III.2.d., les calculs de TERZAGHI sont baséssur une perméabilité constante dans le temps et dans le volume du massif. La diminution de la porosité et celle progressive également du gradient hydraulique, se traduisent par une perméa-ilité décroissante qui allonge le temps de

consolidation. En se fiant uniquement aux calculs théoriques, on trouve sur le terrain un tassement qui paraît s'atténuer plus vite, mais dure en fait plus longtemps que prévu. Si on se réfère à la consolidation de l'éprouvette, le phénomène peut être masqué à cause de sa faible épaisseur, alors que sur les mètres ou les dizaines de mètres que représente une couche argileuse, le temps de consolidation reprend son rôle essentiel : c'est alors un problème d'échelle entre le modèle et la réalité qui se pose. Signalons par exemple le barrage sur la Vilaine, à Redon, fondé sur des vases, dont la consolidation a provoqué des surprises : elle devait se faire sans rupture, ni écoulement latéral important.

Citons aussi, à titre de curiosité, un exemple relatif à l'hydrogéologie. Soit une couche d'argile homogène formant bassin, reposant sur une strate perméable et non saturée, et surmontée d'une autre où la nappe phréatique est épaisse, disons dix ou quinze fois celle de l'argile. En supposant à l'origine la perméabilité isotrope, les mouvements de l'eau dans la couche argileuse seront à faible gradient s'ils sont quasi horizontaux, et à fort gradient s'ils sont dûs à la nappe au-dessus. La perméabilité horizontale deviendra plus faible que la verticale, le milieu paraissant alors anisotrope, et les lignes de courant en seront modifiées (en principe tout au moins).

Dans nos essais, et d'ailleurs on peut le dire, chez tous les auteurs, la mesure de la perméabilité se fait dans une direction parallèle à celle de la contrainte. On est persuadé qu'il existe une anisotropie réelle de la perméabilité, liée à la forme même des particules argileuses, et aux arrangements des particules soumises à une contrainte de compression. Il serait intéressant, tant au point de vue pratique (barrages en terre), que théorique (modalités de l'adsorption de l'eau sur les argiles, de chiffrer cette anisotropie.

Sachant qu'un certain pourcentage d'argile, que nous savons déterminer, donne à un sol des propriétés argileuses, on peut étendre largement les remarques que nous avons faites à ce sujet (sauf celles concernant la consolidation, puisque le squelette s'y oppose).

L'évolution de la perméabilité des sols est liée à la présence de l'air. Lorsque la circulation de l'eau se fait en régime proche de la saturation, tout se passe comme si la perméabilité croît avec la quantité d'eau à évacuer : d'abord par élévation du niveau apparent de la nappe phréatique, ce qui augmente le gradient, donc le débit et aussi la pression porteuse, puis par compression et dissolution de l'air piégé libérant le passage à l'eau.

Des zones à air piégé se créent lorsque la nappe phréatique s'abaisse, ou bien si elle est stable, par la seule remontée capillaire. On sait que l'eau circule dans ces zones en même temps que dans la nappe, mais elles doivent tout de même être considérées à part, puisque la perméabilité n'y est pas la même.

VIII.3. PROSPECTIVE

Nous avons regretté, au début de ce chapitre, de n'avoir pu fermer au moins le dossier de la perméabilité du kaolin. Néanmoins, c'est le propre de la recherche d'ouvrir autant sinon plus de portes qu'elle n'en ferme, de poser plus de problèmes qu'elle n'en résoud.

Le premier souhait que nous puissions faire est que d'autres séries de données expérimentales viennent s'ajouter aux nôtres pour vérifier nos théories. On dispose actuellement de manomètres plus perfectionnés permettant d'autres méthodes de mesure. On pourrait alors, avec des indications plus complètes, comprendre les raisons qui donnent des perméabilités si différentes aux kaolins.

La vérification de la variation d'épaisseur de la couche d'eau adsorbée semble possible par une voie directe. Jacquin a chassé l'eau d'un filtre composé de sable et d'argile par de l'huile de vaseline, dont le contenu en produits polaires et faible ; il a trouvé que la perméabilité intrinsèque à l'huile n'est que les huit dixièmes de celle mesurée avec de l'eau, du fait de l'eau résiduaire qui reste adsorbée sur l'argile. La même méthode pourrait être employée sur kaolin pur. Cependant, l'influence des phénomènes de digitation, habituels dans les écoulements polyphasiques, n'est peut être pas négligeable, quoique l'huile soit plus légère et de viscosité plus élevée que celle de l'eau.

On pourrait également saturer l'éprouvette en eau marquée, puis chasser celle-ci avec de l'eau ordinaire. L'eau marquée a exactement les mêmes propriétés que l'eau du point de vue des actions de surface et de la viscosité(*). Dans les deux cas, le dosage de l'eau adsorbée dans le liquide filtrant en fonction du gradient hydraulique permettrait de mettre en évidence l'arrachement d'une couche autour d'une valeur caractéristique du gradient. Au besoin, une expérimentation sur kaolin passé au four permettrait la distinction entre les effets de l'adsorption et ceux de la direction des canalicules.

Il serait naturellement intéressant d'étendre aux autres argiles des recherches du même type : on mettrait à l'épreuve la relation entre la perméabilité et la surface spécifique, en choisissant la méthode de mesure de cette dernière qui donne les meilleurs résultats pour l'argile et l'eau. Nous nous sommes bornés à chercher un seuil de gradient pour la montmorillonite : c'est une incursion trop brève dans ce domaine.

Enfin, nos essais ont tous eu lieu avec de l'eau pure. Pour orienter les recherches vers l'eau salée, le point de vue initial aurait dû être fort différent : l'ionisation initiale de l'argile, la capacité d'échange, les ions du liquide auraient alors pris une grande importance. Il serait intéressant de voir comment le facteur de rétention est lié à la nature et à la concentration des solutions. Là aussi, les travaux de SIMANDOUX et de JACQUIN seraient une sérieuse base de départ, en établissant la liaison avec l'épaisseur de la couche d'eau adsorbée.

L'étude des milieux non saturés est d'actualité. Les essais qui ont lieu et les théories qui se développent dans tous les laboratoires, se font à partir des formules que nous avons signalées. L'hypothèse du facteur de rétention pourrait elle aussi, servir de base de calcul et d'interprétation.

(*) COREY ET HORTON : Movement of Water Tagged with ^{2}H, ^{3}H, ^{18}O through Acidic Kaolitic Soil.
Soil Sc. Soc. Am. Proc. 32 : 4 - Juill. 1968 p. 471-475

PHILIP ET BROWN : Soil Diffusion of Tritiated Water in Montmorillonite and Kaolinite Clay.
S.S.S. Am. Proc. 32 : 3 - p. 302-306 - 1968

L'utilité de nouvelles séries d'expériences, si possible en utilisant un matériel plus perfectionné, apparaît clairement, chaque travail individuel apportant un élément nouveau avec un peu d'espoir toutefois pour chacun de faire la synthèse définitive. Des hypothèses sont lancées, qu'on essaiera de vérifier par des voies différentes autant que cela peut. Etant donné la rareté des travaux existants, il ne faut pas craindre d'avancer ses propres résultats et ses conclusions, du moment que les éléments qui ont servi à les établir sont étalés au jour. Si d'aventure, des essais postérieurs montrent une erreur, il ne faut pas hésiter à l'avouer : on ne peut qu'admirer le geste de MILLER, par exemple, qui revient sur ses conclusions quand quelques années plus tard de nouvelles expériences prouvent que les premières sont erronées. En ces matières, le conformisme et l'anti-conformisme ne sont pas des positions scientifiques, tout au plus politiques, et certainement pas morales si elles ne répondent pas à une conviction personnelle fondée.

BIBLIOGRAPHIE

1. ANDREI (Silvan)
   Le drainage de l'eau dans les sols à granulation fine
   Eyrolles 1966

2. ARIBERT
   Problèmes de déplacement d'un fluide visqueux par un autre.
   Thèse IMF de Toulouse - 1970 - 500 p.

3. BARDON ET JACQUIN
   Interprétation des phénomènes d'écoulement dans les milieux argileux.
   Rev. Inst. Fr. Pétr. Mars 1968 - t. XXIII N° 3 p. 347 à 364

4. BAVER
   Soil Physics 3ème Ed.
   Wiley, 1956

5. BONDARENKO ET NERPIN
   Rheological properties of water in porous media.
   Symposium RILEM, 8/10 Avril 1964 - Paris

6. BONDARENKO ET NERPIN
   Influence of visco-plastic properties of water on its equilibrium and transfer in unsaturated zone.
   Symposium on water in Unsaturated Zone, Wageningen 1966

7. DE BOODT
   Cours de Physique du Sol. Gand.

8. BOUCHE
   Propriétés physiques et mécaniques des sols fins compactés.
   Ann. Inst. Tech. Bât. et T.P. - Déc. 1967 - p. 1703-1727

9. CAILLERE ET HENIN
   Minéralogie des argiles.
   Masson, 1963

10. CAQUOT ET KERISEL
    Traité de Mécanique des Sols.
    Gauthiers-Villars, 1956

11. CHAUVETEAU
    Essai sur la loi de Darcy et les écoulements laminaires
    Thèse I.M.F. - Toulouse, 1965

12. CHAUVETEAU ET THIRRIOT
    Régimes d'écoulement en milieu poreux et limite de la loi de Darcy
    Houille Blanche, 2- 1967

13. DEGALLIER, MILLIER, PRUDHOMME ET SOEIRO
La filtration à travers les argiles.
Comité Interafricain d'Etudes Hydraulique, 1967

14. DEMOLON
Dynamique des Sols
Dunod 1960

15. DUDGEON
An experimental study of the flow of water through coarse granular media
Houille Blanche, 7/1966 p. 785-801

16. VON ENGELHARDT ET TUNN
Ecoulements de fluides dans les grès.
Heideilberger Beitrage zur miner. und Petr.
t. 2 - p. 12-25, 1954

17. GAUCHER
Le sol
Dunod, 1967

18. GUYOT
Mesure des surfaces spécifiques des argiles par adsorption.
Ann. Agron. , 1969.20 (4) p. 333-359

19. HABIB (Pierre)
La résistance au cisaillement des sols.
Ann. Inst. Tech. Bât. et T.P. - Janv. 1953 - p. 1 à 40

20. HABIB (J.) ET HUGUES
Sur la détermination du facteur de rétention pour l'eau des argiles du type kaolin
C.R. Ac. Sc. t. 237, p. 1766-1768, 1953

21. HABIB (J.)
Transformation de l'oedomètre en vue de la mesure de la perméabilité.
C.R.Ac.Sc. t. 237, p. 1547-1548, 1953

22. HABIB (J.) ET THIRRIOT
Ecarts à la loi de Darcy pour les écoulements de l'eau à faible vitesse dans les argiles.
XIIIe Congrès de l'A.I.R.H., Kyoto, 1969, Thème D.

23. HADAS
Deviation from Darcy's Law for the flow of water in unsaturated soils.
Isr. J. of Agr. Res., 1964 vol. 14 N° 4, p. 159-168

24. HANSBO
Consolidation of clays with special reference to influence of vertical sand drain.
Swed. Geotechn. Inst. Proc. N° 18, p. 41-46 Stockholm, 1960

25. HEMWALL ET LOW
The hydrostatic repulsive forces in clay swelling.
Soil Sc. Août 1956, p. 1935-1945

26. HOUPEURT
Eléments de Mécanique des fluides dans les milieux poreux
Inst. Français du Pétrole - Paris 1957

27. HOUPEURT ET IFFLY
Résultats expérimentaux récents sur les écoulements diphasiques dans les milieux poreux.
Houille Blanche 5/1967 - p. 567-571

28. HUBBERT
The theory of ground water motion
J. Geol. 48 - p. 785-944, 1940

29. HUGUES
Etude théorique et expérimentale sur les propriétés hydrodynamique d'un sol pulvérulent et les lois de filtration.
Ann. du Génie Rural - Paris N° 70, 147 p., 1948

30. JACQUIN
Etude des écoulements et des équilibres des fluides dans les sables argileux.
Rev. Inst. Fr. Pétr. N° 4, Avril 1965, p. 1-49

31. JOUENNE
Céramique Générale - Notions de Physico-Chimie.
Gauthiers-Villars, 1960

32. KEMPER, MAASLAND ET PORTER
Mobility of water adjacent to mineral surfaces
SSS of Am. Proc. 28/2 - 1964 p. 164.167

33. KLAUSNER ET KRAFT
Non-Poiseuille flow with axial forces
Isr. Journ. Of Techn., 1965 - 3/3 - p. 152-159

34. KLAUSNER ET KRAFT
Saturated flow through porous media with active surfaces.
Negev Inst. Dept. of Mec. of Soils.
I. Flow through capillaries with wall forces . N° 3, 1965
II. Capillary models for non-Darcy flow N° 4, 1966
également : Trans. Of the Soc. of Rheol., 1966 10(2) p. 603-619.

35. KOVACS
Seepage law for microseepage
XIIIe Congrès A.I.R.H. - Kyoto, 1969

36. KUTILEK
The filtration of water in soils in the region of laminar flow
VIIIe Congrès Intern. ISSS. II. 44-52, 1964

37. KUTILEK
Influence de l'interface sur la filtration de l'eau dans les sols.
Science du Sol. 1/1965 - p. 3-14;

38. KUTILEK ET SALINGEROVA
Flow of water in clay minerals as influenced by adsorbed quinolinium and pyridinium.
Soil. Sc. Mai 1966, p. 385-389.

39. KUTILEK
Temperature and non-Darcian flow of water
Intern. Soil. Water Symp. - 35-50 - Prague 1967

40. KUTILEK
Non-Darcian flow of water in soils (Laminar region)
Symposium de Haïfa, 1968 - p. 30-40

41. LAMBE
The permeability of fine-grained soils.
Symp. of Permeab. of Soils. Chicago, 1954
Am. Soc. Testing Materials N° 163 - p. 56-67

42. LAMBE
The engineering behavior of compacted Clay.
J. Soil Mech. and Found Div. ASCE - 84 SM2, 1958

43. LI SEUNG PING
Measuring extremely low flow velocity of water in clays.
Soil Sc. 95/6 Juin 1963 - p. 410-413

44. LOW
Viscosity of water in clay system.
VIIIe Nation. Conf. on clay and Clay minerals - 1960

45. LOW
Effect of quasi cristalline water on rate of process involved in plant nutrition.
Soil. Sc. 93/1 Janv. 1962

46. LUTZ ET KEMPER
Intrinsic permeability of clays as affected by clay-water interaction
Soil. Sc. 88/2 Août 1959 - p. 83-90

47. MACEY
The internal mechanism of drying in clays and the clay-water relationship.
Trans. Brit. Ceram. Soc. 41 - p. 73;121, 1942

48. Mc KINLEY ET JAHNS
Ecoulement non newtonien dans les milieux poreux.
A.I.Ch.E. Jour. (USA) Vol. 12, N° 1 - Janv. 1966 - p. 17-20

49. Mc NEAL ET COLEMEN
Effect of solution composition on soil hydraulic conductivity.
SSS of Am. Proc. 30/3, 1966 - p. 308-312

50. MAMY
Recherches sur l'hydratation de la montmorillonite.
Ann. Agro. Vol. 19, N° 2, 1968 p. 175-246
N° 3, 1968

51. MICHAELS ET LIN
The permeability of kaolinite to various fluids.
Ind. and Ing. Chem., 1954 vol. 46, p. 1239-1246

52. MICHAELS ET LIN
Effect of counter-Electro-Osmosis on permeability of kaolinite.
Ind. Eng. Chem., 1955, vol. 47, p. 1249-1253

53. MILLER ET LOW
Threshold gradient for water flow in clay system.
S.S.S. of Am. Proc., 1963 - 27/6 p. 605-609

54. MILLER, OVERMAN ET PEVERLY
The absence of threshold gradient in clay-water systems.
S.S.S. of Am. Proc., 1969 - 33/2 - p. 183-187

55. MITCHELL, HOOPER ET CAMPANELLA
Permeability of Compacted Clays.
J. Soil. Mec. and Found. Div. Proc. of A.S.C.E. Juillet 1965
p. 41-65

56. MULLER-FEUGA ET RUBY
Réflexions sur la porosité et la limite inférieure de la loi de Darcy.
Houille Blanche A/ 1961 p. 383-387

57. MUSKAT
The flow of homogeneous fluids in porous media.
Edward Inc. (Michigan), 1946

58. OLSEN
Deviation from Darcy's law in saturated clays.
S.S.S. of Am. Proc., 1965 29/2 p. 135-140

59. OLSEN
Darcy's law in saturated kaolinite
Wat. Res. Research vol. 2 N° 2, 1966 p. 287-295

60. OLSON ET SWARTZENDRUBER
Velocity-Gradient relationships for steady - State unsaturated flow of water in non-swelling artificial Soil.
S.S.S. of. Am. Proc. , 1968 32 - p. 457-462

61. PERSOZ
Introduction à l'étude de la rhéologie.
Dunod, 1960

62. PIMIENTA
La circulation de l'eau dans les argiles.
CR.Ac. Sc. t. 238, 1954 p. 1432

63. SCHEIDEGGER
The physics of flow through porous media.
Oxford Univ. Press. Londres, 1960

64. SCHNEEBELI
Hydraulique souterraine.
Eyrolles, 1966

65. SCHOELLER
Les eaux souterraines.
Masson (1962)

66. SERRUYA
Le complexe eau-argile. Etude bibliographique.
Centre de Rech. Geodyn. Thonon les Bains - Nov. 1964

67. SOEIRO
Contribution à l'étude du mouvement de l'humidité dans les corps poreux isothermes.
Cahiers de la recherche, n° 18 Eyrolles, 1964

68. SWARTZENDRUBER
Modifications of Darcy's law for the flow of water in soils.
Soil. Sc. Janv. 1962 - 93/1 - p.22-29.

69. SWARTZENDRUBER
Non-Darcy behavior and the flow of water in unsaturated soils.
S.S.S. of Am. Proc. , 1963, 27 p. 491-495

70. SWARTZENDRUBER
The applicability of Darcy's law
S.S.S. of Am. Proc., 1968 32/1 - p. 11-18

71. TERZAGHI ET FROLICH
Théorie du tassement des couches argileuses.
Dunod 1939.

72. TERZAGHI ET PECK
Mécanique des sols appliquée.
Dunod, 1961.

73. TISON
Cours d'Hydraulique, Tome II
Gand, 1961

74. THIRRIOT
Régimes d'écoulement et lois de pertes de charge en milieu poreux.
XIIIe Congrès de l'A.I.R.H. Kyoto 1969 - Thème D.

75. URBAIN
Sur la perméabilité relative des sédiments plastiques vis à vis de l'eau de pluie, de l'eau de source, et des diverses solutions alcalines.
C.R. Ac. Sc., 1933 t. 196, p. 1036

76. URBAIN
Sur la perméabilité relative de quelques roches argileuses du bassin de Paris.
C.R. som. Soc. Géogr., 1941 14 p. 106

61. PERSOZ
Introduction à l'étude de la rhéologie.
Dunod, 1960

62. PIMIENTA
La circulation de l'eau dans les argiles.
CR.Ac. Sc. t. 238, 1954 p. 1432

63. SCHEIDEGGER
The physics of flow through porous media.
Oxford Univ. Press. Londres, 1960

64. SCHNEEBELI
Hydraulique souterraine.
Eyrolles, 1966

65. SCHOELLER
Les eaux souterraines.
Masson (1962)

66. SERRUYA
Le complexe eau-argile. Etude bibliographique.
Centre de Rech. Geodyn. Thonon les Bains - Nov. 1964

67. SOEIRO
Contribution à l'étude du mouvement de l'humidité dans les corps poreux isothermes.
Cahiers de la recherche, n° 18 Eyrolles, 1964

68. SWARTZENDRUBER
Modifications of Darcy's law for the flow of water in soils.
Soil. Sc. Janv. 1962 - 93/1 - p.22-29.

69. SWARTZENDRUBER
Non-Darcy behavior and the flow of water in unsaturated soils.
S.S.S. of Am. Proc. , 1963, 27 p. 491-495

70. SWARTZENDRUBER
The applicability of Darcy's law
S.S.S. of Am. Proc., 1968 32/1 - p. 11-18

71. TERZAGHI ET FROLICH
Théorie du tassement des couches argileuses.
Dunod 1939.

72. TERZAGHI ET PECK
Mécanique des sols appliquée.
Dunod, 1961.

73. TISON
Cours d'Hydraulique, Tome II
Gand, 1961

74. THIRRIOT
Régimes d'écoulement et lois de pertes de charge en milieu poreux.
XIIIe Congrès de l'A.I.R.H. Kyoto 1969 - Thème D.

75. URBAIN
Sur la perméabilité relative des sédiments plastiques vis à vis de l'eau de pluie, de l'eau de source, et des diverses solutions alcalines.
C.R. Ac. Sc., 1933 t. 196, p. 1036

76. URBAIN
Sur la perméabilité relative de quelques roches argileuses du bassin de Paris.
C.R. som. Soc. Géogr., 1941 14 p. 106

Autorisation de soutenance
accordée.
TOULOUSE, le 25 MAI 1971

P/Le Président :
Le Vice-Président,

F. MATHIS